

N° D'ORDRE :

156

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

P. COMPARAT

Ingénieur E. C. L.

Boursier de recherches à l'Institut de Physique Atomique de Lyon.

1^{re} Thèse : Désintégration de l'azote par les neutrons rapides. Distribution des niveaux de résonance du noyau N^{15} .

2^e Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues en 1942 devant la Commission d'examen :

MM. J. THIBAUD, *Président.*

AUMÉRAS

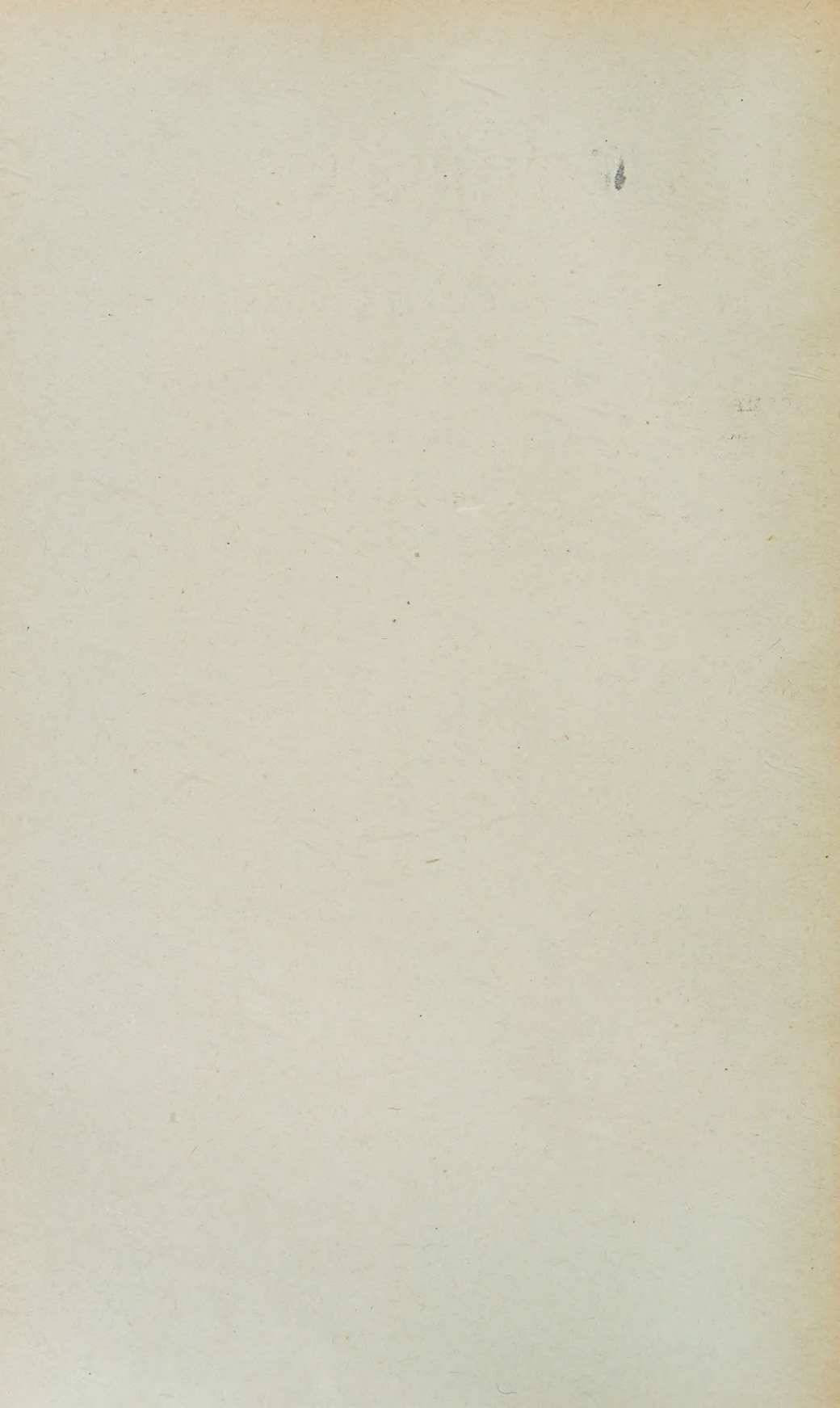
J. DUFAY

} *Membres du Jury.*

IMPRIMERIE DE TRÉVOUX

G. PATISSIER

1942



Désintégration de l'azote par les neutrons rapides.

Distribution
des niveaux de résonance du noyau N^{15} .

N° D'ORDRE :

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

P. COMPARAT

Ingénieur E. C. L.

Boursier de recherches à l'Institut de Physique Atomique de Lyon.

1^{re} Thèse : Désintégration de l'azote par les neutrons rapides. Distribution des niveaux de résonance du noyau N^{15} .

2^e Thèse : Propositions données par la Faculté.

Soutenues en 1942 devant la Commission d'examen :

MM. J. THIBAUD, *Président.*

AUMÉRAS

J. DUFAY

} *Membres du Jury.*

IMPRIMERIE DE TREVoux

G. PATISSIER

1942

UNIVERSITE DE LYON - FACULTE DES SCIENCES

Doyen

M. DOUIN, *, ☿, ☿ I., *Botanique*.

Assesseur

M. SOLLAUD, ☿ I., *Zoologie*.

Doyen Honoraire

M. LONGCHAMBON, *, ☿, ☿ I., *

Professeurs honoraires

MM. VESSIOT, C. *, ☿ I.

COUTURIER, *, ☿ I., *

VANEY, *, ☿ I., *

DULAC, *, ☿ I.,

ROMAN, *, ☿ I.,

MEUNIER, O. *, ☿ I.,

Professeurs

MM. N...

SIRE, *, ☿ I., *, *Mécanique rationnelle et appliquée*.

LOCQUIN, *, ☿ I., *Chimie générale*.

LONGCHAMBON, *, ☿, ☿ I., *, *Minéralogie*.

DOUIN, *, ☿, ☿ I., *Botanique*.

TRAVERS, *Chimie industrielle*.

SOLLAUD, ☿ I., *Zoologie*.

THIBAUD, ☿ A., *Physique expérimentale*.

LEMARCHANDS, *, ☿ I., *Chimie appliquée*.

EYRAUD, ☿ I., *Mathématiques*.

THORAL, *Géologie*.

LÉGAUT, ☿ I., *Chimie biologique*.

FROMAGEOT, ☿ A., *Chimie biologique*.

AUMÉRAS, ☿ A., *Chimie physique*.

DŒUVRE, ☿ I., *Chimie organique*.

N..., *Chimie industrielle*.

N..., *Physiologie*.

N..., *Physique générale*.



Maîtres de conférences et chargés de cours

M. PRETTRE, *Chimie minérale*.

M^{me} DUBREUIL-JACOTIN, *Mathématiques*.

MM. MORAND, *Physique générale*.

DE LARANBERGUE, *Zoologie*.

Maître de conférences adjoint

M. VIRET, ☿ I., *Géologie*.

Chargés de cours complémentaires

MM. MAYET, *, ☿ I., *, *Anthropologie*.

PELOSSE, ☿ I., *Sériciculture*.

DUFAY, ☿ I., *Astronomie et Physique supérieure*.

VIRET, ☿ I., *Etude des roches*.

PIERRON, *Chimie*.

THOVERT, ☿ A., *Physique*.

TRONCHET, ☿, *Botanique agricole*.

COLONGE, ☿ A., *Chimie générale*.

Secrétaire

M. ROUX ☿ A.

Avant-Propos

Les travaux qui se trouvent exposés dans ce recueil ont été entrepris et entièrement exécutés à l'Institut de Physique Atomique de la Faculté des Sciences de Lyon, sous la direction de M. le Professeur J. THIBAUD. Je dois exprimer ici à M. J. THIBAUD ma gratitude pour l'aide et les encouragements qu'il n'a cessé de me donner au long de mes recherches ; je le remercie très vivement de la confiance si précieuse dont il a multiplié les marques à mon égard, et de l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail.

C'est encore un agréable devoir que d'adresser mes remerciements très sincères au Docteur G. BECK, qui a bien voulu s'intéresser à mon travail et discuter plusieurs de mes résultats ; à M. Ch. LEGRAND et Mme LAMBERT également, qui se sont chargés de l'extraction des ampoules de radon, à partir du sel de radium soluble que M. le Professeur BÉRARD, Directeur du Centre Anticancéreux de Lyon avait aimablement mis à la disposition du laboratoire de M. le Professeur THIBAUD.

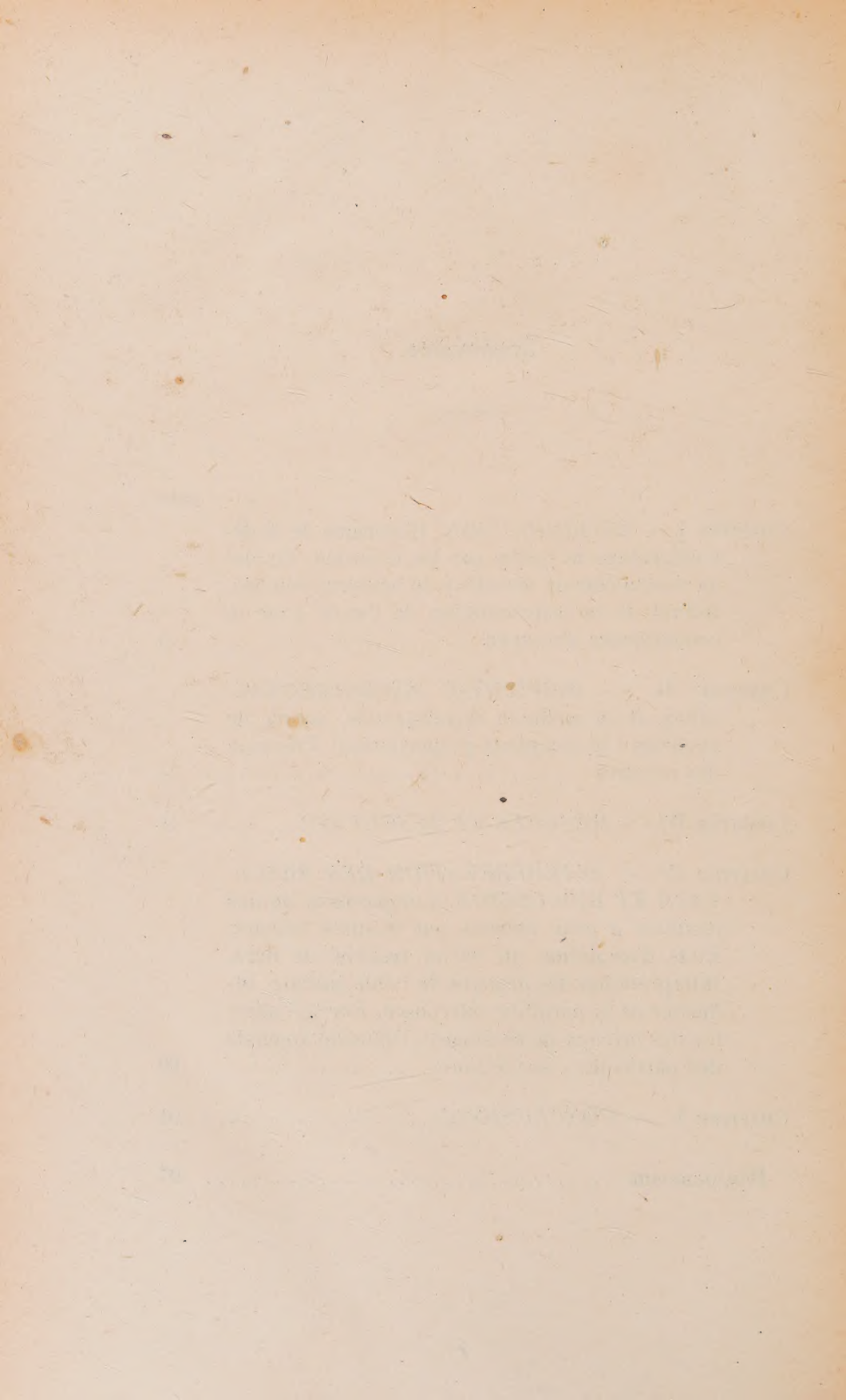
Ma reconnaissance va enfin au Centre National de la Recherche Scientifique, à l'Aide à la Recherche Scientifique, au Conseil Général du Département du Rhône et à la Chambre de Commerce de Lyon, qui par l'octroi de bourses et de subventions m'ont permis de me consacrer entièrement à la recherche, durant quatre années.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Sommaire

	Pages
CHAPITRE I. — <i>INTRODUCTION</i> . Historique de la désintégration de l'azote par les neutrons. Emploi de l'azote comme détecteur de neutrons rapides. Intérêt de la transmutation de l'azote pour la connaissance du noyau	9
CHAPITRE II. -- <i>DISPOSITIF EXPERIMENTAL</i> . Choix de la méthode expérimentale, source de neutrons ; le compteur proportionnel. Précision des mesures	21
CHAPITRE III. — <i>MESURES ET RESULTATS</i>	41
CHAPITRE IV. — <i>INTERPRÉTATION DES RESULTATS ET DISCUSSION</i> . Comparaison de nos résultats à ceux obtenus par d'autres auteurs. Etats d'excitation du noyau résiduel de bore. Interprétation des groupes de faible énergie. Influence de la paraffine interposée. Energie absolue des niveaux de résonance. Diffusion anormale des particules α sur le bore	69
CHAPITRE V. — <i>CONCLUSIONS</i>	91
BIBLIOGRAPHIE	97



CHAPITRE PREMIER

Introduction

1. — Historique.

La première transmutation par neutrons rapides, celle de l'azote, fut observée par FEATHER [1] en 1932 ; il fit ses mesures à la chambre à détente de WILSON, en utilisant les neutrons produits par la transmutation du béryllium sous l'action de particules α ; il obtenait de la sorte cent trente clichés photographiques sur lesquels on pouvait voir des trajectoires : les uns, un quart environ, présentaient des fourches de transmutation (noyau d'hélium + noyau résiduel), tandis que les autres ne figuraient que des trajectoires isolées provenant de la diffusion de noyaux d'azote, au cours de collisions élastiques avec des neutrons incidents.

Dans le cas de la capture du neutron suivie de l'expulsion d'une particule α , FEATHER traduisait la réaction nucléaire par l'équation suivante : (1) $N^{14}_7 + n^1_0 \rightarrow He^4_2 + B^{11}_5 + Q$; Q étant l'énergie mise en jeu au cours de la transmutation (réaction endoénergétique — gain de masse) ; d'après les données actuelles sur les masses ⁽¹⁾ on attribue à Q la valeur : $Q = -0,35$ MeV ; cela suppose que la réaction ne se produit pas avec les neutrons lents, puisque un apport de 300.000 à 400.000 eV est nécessaire de la part du neutron incident. Mais, en 1935-1936, années durant lesquelles plu-

(1) Masses adoptées :	$n = 1,00893$	$Li^7_3 = 7,01818$
	$H^1_1 = 1,00813$	$B^{11}_5 = 11,01292$
	$H^2_1 = 2,01473$	$C^{13}_6 = 13,00761$
	$He^4_2 = 4,00389$	$C^{14}_6 = 14,00767$
		$N^{14}_7 = 14,00750$

sieurs travailleurs s'attachèrent à l'étude de la transmutation de l'azote, par neutrons rapides comme par neutrons lents, les masses atomiques n'étaient pas connues avec la même précision que maintenant, et le calcul du bilan énergétique de la réaction (1) donnait alors : $Q = + 1,5$ MeV environ ; ce résultat laissait donc prévoir que la transmutation de FEATHER pouvait se réaliser même sous l'action des neutrons lents. Les premiers auteurs qui en entreprirent la vérification furent CHADWICK et GOLDHABER [2], à l'aide d'une chambre d'ionisation reliée à un amplificateur ; ils déduisirent de leurs mesures une valeur du bilan énergétique de la réaction égale à $+ 0,5$ MeV, en désaccord manifeste avec celle déduite des masses nucléaires ($+ 1,5$ MeV). BONNER et BRUBAKER [3] s'attachèrent au même problème, mais en employant cette fois une chambre de WILSON : sur plusieurs clichés ils observaient des fourches caractéristiques de transmutations par neutrons lents (particule projetée suivant la même direction que le noyau résiduel, mais en sens inverse ; le neutron lent ne communique, en effet, aucune impulsion au noyau d'azote) ; en supposant que les particules chargées expulsées étaient des noyaux d'hélium, ces auteurs déduisaient de la longueur des trajectoires, une valeur : $Q = + 2,3$ MeV, en désaccord à la fois avec le calcul du défaut de masse et la mesure précédente de CHADWICK et GOLDHABER.

L'incertitude fut levée en se reportant à un travail antérieur de KURIE [4]. Il avait observé que dans plusieurs cas l'explosion de l'azote sous l'action de neutrons rapides, était suivie de la projection de protons ; (observations faites à la Chambre de Wilson). BONNER et BRUBAKER supposèrent alors que cette réaction pouvait se produire également avec les neutrons lents et que sur leurs clichés les trajectoires provenaient non pas de particules α mais de protons ; sous cette hypothèse ils déduisirent de leurs précédentes mesures une valeur de Q , $Q = + 0,58$ MeV, en accord cette fois-ci avec celle de CHADWICK et GOLDHABER. La réaction proposée était : $(2) N^{14}_7 + n^1_0 \rightarrow C^{14}_6 + H^1_1 + Q$ ($Q = + 0,6$ MeV — réaction exoénergétique). La transmutation de l'azote suivie de l'émission de protons, semblait donc se produire, aussi bien avec

les neutrons lents qu'avec les neutrons rapides, bien qu'avec ces derniers la probabilité de capture fut moins grande (clichés à protons moins nombreux que les autres, chez KURIE ou chez BONNER et BRUBAKER) ; restait à prouver expérimentalement que la réaction de FEATHER (n, α) n'était réalisable que par chocs de neutrons rapides.

BURCHAM et GOLDBABER [5] apportèrent une preuve catégorique à la nature des particules provenant des transmutations par neutrons lents ; ils utilisaient comme détecteur des plaques photographiques (émulsion contenant 18 % d'azote) sensibles, les unes aux particules α seules, les autres à la fois aux α et aux protons, et ils ralentissaient les neutrons provenant d'une source : radium-béryllium (100 mC) dans 10 cm. de paraffine ; ils acquirent la certitude que la grosse majorité des particules étaient des protons imputables aux neutrons lents puisque 90 % des trajectoires observées disparaissaient par l'interposition d'une feuille de cadmium entre la source et le détecteur ; ces auteurs déduisirent, en outre, de leurs mesures une valeur de la section de choc relative à la réaction (n, p) (2) : $\sigma = 1.10^{-24} \text{ cm}^2$ (neutrons lents, $E_n = 0$).

En résumé :

— la réaction (1) $N^{14}_7 + n^1_0 \rightarrow B^{11}_5 + He^4_2 + Q$ ($Q = -0,35 \text{ MeV}$) n'est possible que par neutrons rapides. La seule mesure de la section de choc est à notre connaissance, celle de BALDINGER et HUBER [6] : $\sigma = 1,6 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$, pour des neutrons sensiblement monocinétiques provenant d'une source : $D + D : E_n \cong 2,8 \text{ MeV}$.

— la réaction (2) $N^{14}_7 + n^1_0 \rightarrow C^{14}_6 + H^1_1 + Q$ ($Q = +0,6 \text{ MeV}$) a été observée à la fois avec des neutrons rapides et des neutrons lents. Les sections de choc connues sont :

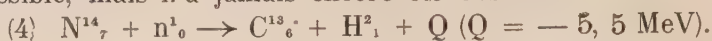
Pour : $E_n = 0$ (n. lents), $\sigma = 1.10^{-24} \text{ cm}^2$ (BURCHAM et GOLDBABER).

$E_n \cong 2,8 \text{ MeV}$, $\sigma = 0,4 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ (BALDINGER et HUBER).

— une autre réaction a été observée une seule fois, par BONNER et BRUBAKER [3] avec des neutrons très rapides (à la chambre de Wilson — fourche triple) :

(3) $N^{14}_7 + n^1_0 \rightarrow He^4_2 + He^4_2 + Li^7_3 + Q$ ($Q = -8,9 \text{ MeV}$).

— enfin une quatrième réaction serait énergétiquement possible, mais n'a jamais encore été observée :



2. — Emploi de l'azote comme détecteur de neutrons rapides.

Le procédé courant de détection d'un rayonnement de neutrons rapides consiste à placer entre une chambre d'ionisation et le générateur de neutrons un écran de substance hydrogénée : au cours des collisions élastiques, les neutrons projettent des noyaux d'hydrogène à l'intérieur de la chambre d'ionisation ; en diaphragmant l'entrée de la chambre, on peut ne recueillir que des protons diffusés sous un angle déterminé, et dans le cas d'un choc de plein fouet (angle de diffusion nul), le proton recueille la totalité de l'énergie du neutron (masses égales). Mais un inconvénient majeur à cette méthode provient de ce que l'on enregistre à la chambre d'ionisation non seulement les protons, mais encore de nombreux atomes de gaz diffusés par effet Joliot-Curie (oxygène et azote si la chambre est remplie d'air) ; comme le spectre de vitesses des neutrons employés est généralement très étendu, ces impulsions parasites ont des énergies très diverses et peuvent être confondues avec celles provenant des protons.

C'est en particulier pour éviter cet inconvénient que, dès 1934, M. J. THIBAUD a préconisé l'emploi de l'azote pour la détection des neutrons rapides [réaction (1), (n, α)], et l'a utilisé afin d'étudier l'absorption de ceux-ci dans des épaisseurs déterminées de matière [7] ; en effet, si l'on remplit une chambre d'ionisation avec de l'azote légèrement comprimé (quelques Kg/cm²), l'énergie des noyaux diffusés élastiquement reste faible devant l'énergie des particules α de transmutation ⁽¹⁾, et l'on peut enregistrer la totalité du parcours des

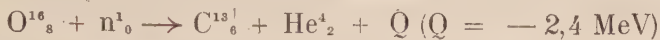
(1) Dans une collision élastique, l'énergie transmise à un noyau

par une particule d'énergie E_0 est :
$$E = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \frac{1}{2} \theta. E_0,$$
 où

M_1 et M_2 sont les masses des noyaux diffusés et diffusants, et θ la

noyaux d'hélium sans avoir à employer, comme ce serait le cas avec des protons, des chambres d'ionisation très grandes, ni de très fortes pressions gazeuses.

On peut songer encore à utiliser comme gaz détecteur de neutrons rapides l'oxygène qui, comme l'azote, se désintègre en expulsant une particule α (FEATHER) [1] :



mais le rendement est inférieur à celui que l'on obtient avec l'azote ; des mesures nous ont montré, en particulier, que si l'on remplace dans une chambre d'ionisation l'azote par l'oxygène, on observe, toutes choses égales d'ailleurs, environ deux fois moins de particules ayant des énergies comprises entre 1 et 2 MeV. Cela peut provenir de ce que la section de capture du neutron par l'oxygène est plus faible que par l'azote ; nous ne saurions d'ailleurs l'affirmer, car, à notre connaissance, aucune mesure n'en a été donnée ; mais la différence de rendement des deux réactions peut provenir également de ce que les neutrons responsables de l'émission de particules α d'une certaine énergie, ne sont pas aussi nombreux dans un cas que dans l'autre. Les bilans énergétiques des deux réactions diffèrent en effet d'environ 2 MeV ($Q = -0,35$ pour l'azote et $-2,4$ pour l'oxygène) ; les neutrons qui désintègrent l'oxygène ont donc une énergie plus forte que ceux qui agissent sur l'azote, et de ce fait doivent exister en nombre plus restreint que les autres, dans le faisceau incident.

3. — Intérêt de la transmutation de l'azote pour la connaissance du noyau.

a). L'avantage d'une désintégration comme celle de l'azote, qui s'accompagne de l'émission de particules chargées (α ou proton), est de se prêter assez facilement aux mesures :

déviation de la particule diffusée, dans un système où le centre de gravité serait au repos. L'énergie maximum qui puisse être trans-

$$\text{mise } (\theta = 0) \text{ est : } E_{\max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}.$$

numération des transmutations individuelles à l'aide de compteurs appropriés, et mesure de l'énergie mise en jeu dans chacune d'elles. On sera donc à même d'établir des statistiques renseignant sur les divers états énergétiques que sont capables de prendre les noyaux d'azote sous l'action des neutrons, et de voir dans quelle mesure les résultats confirment les prévisions théoriques déduites des hypothèses actuelles faites sur le noyau.

Au moment où les diverses études sur l'azote, dont nous avons parlé plus haut, se développaient (FEATHER, puis : HARKINS, GANS et NEWSON [8], MEITNER et PHILIP [9], KURIE, CHADWICK, GOLDHABER, BURCHAM, BONNER et BRUBAKER...), la théorie d'après laquelle le processus d'une transmutation se ramènerait au problème du choc entre deux corps, commençait à perdre de la valeur, à cause du désaccord entre les propriétés qu'elle faisait prévoir et les résultats des expérimentateurs : désaccord, en particulier, sur le nombre et la largeur des niveaux de résonance, la théorie prédisant des niveaux rares mais de largeur suffisante pour expliquer les fortes sections de capture trouvées, l'expérience révélant au contraire, des niveaux nombreux et étroits ; désaccord aussi au sujet de la différence observée entre les sections efficaces de diffusion et de capture d'un neutron lent, alors que la théorie prévoyait des valeurs identiques ; incompatibilité enfin sur la loi de variation de la section efficace de capture, en fonction de la vitesse des neutrons incidents (loi en $1/v$).

Une théorie plus récente, proposée par N. BOHR [10] pour concilier les résultats, envisage la transmutation sous un aspect plus complexe : la particule incidente n'entre plus en interaction avec le noyau considéré comme un tout, mais avec chacun de ses corpuscules constitutifs ; cette hypothèse découle logiquement du fait que le rayon d'action des forces nucléaires se trouve être de l'ordre de grandeur de la distance moyenne entre constituants. Un neutron incident commencera donc, au cours d'une première transition, à disséminer son énergie sur les constituants du noyau, et l'on aboutira à la formation d'un noyau intermédiaire complexe (compound), excité, dont la vie sera longue par rapport au temps que met-

traît le neutron à traverser l'espace équivalent au diamètre du noyau — (10^8 fois plus longue environ). Une seconde transition amènera la destruction du noyau intermédiaire, par suite de la localisation de l'énergie d'excitation U , soit sur une particule qui se trouvera projetée (avec recul du noyau résiduel), soit sur un photon γ . Etant donné la nature ondulatoire des corpuscules entrant en interaction, on définit dans le noyau compound des niveaux énergétiques stationnaires correspondant aux valeurs de l'énergie d'excitation les plus probables. Dans le cas de la capture d'un neutron par exemple, il y aura absorption sélective si la somme : énergie cinétique du neutron + énergie de liaison au noyau (8 MeV environ), est égale à l'énergie de l'un des niveaux stationnaires que nous venons de définir — (l'énergie cinétique étant évaluée dans un système où le centre de gravité serait au repos).

La théorie de BOHR prévoit des niveaux d'autant plus nombreux et resserrés que l'énergie d'excitation est plus élevée et que le noyau est plus lourd : l'émission des rayons γ naturels provient de l'excitation des niveaux les plus bas des atomes radioactifs (niveaux situés à quelques 10^5 eV au-dessus de l'état fondamental : $U = 0$) ; pour des énergies d'excitation : $U \cong 8$ MeV (neutrons lents) l'intervalle entre niveaux de résonance serait de quelques eV pour les noyaux lourds ($A > 100$ par exemple), et de l'ordre de quelques 10^3 à 10^5 eV pour les noyaux légers, la densité augmentant avec U .

Ces mêmes niveaux d'énergie peuvent faire apparaître des résonances de sortie de particules, chargées ou non, de la même façon que l'on a observé des absorptions sélectives ; il suffit en effet, d'exciter l'un des niveaux de résonance d'un noyau compound, pour provoquer l'émission d'un groupe discret de particules (α par exemple), dont l'énergie sera égale à la différence entre l'énergie d'excitation et l'énergie de liaison de la particule (α) au noyau. Nous verrons que dans le cas de l'azote les deux processus inverses ont pu être observés, et que les niveaux d'excitation du noyau complexe N^{15} sont les mêmes, qu'on les déduise des

résonances de sortie des particules α : réaction $(n, N \rightarrow \alpha, B)$ — (WILHELMY [11], ou des résonances d'entrée de ces mêmes particules : réaction $(\alpha, B \rightarrow n, N)$ — (MAURER [12]).

Il y a un intérêt évident à rechercher les niveaux de résonance des noyaux atomiques, afin de vérifier l'exactitude des hypothèses formulées sur la nature des interactions entre constituants nucléaires. Il est important également de déterminer la largeur de ces niveaux, par laquelle on mesure la probabilité de la transmutation ⁽¹⁾, en fonction de l'énergie d'excitation ; dans le cas où le noyau intermédiaire peut exploser en donnant naissance à des couples différents de particules, la largeur ainsi définie est la largeur totale Γ du niveau ; elle se décompose en largeurs partielles Γ_α , Γ_p , Γ_γ ... mesurant les probabilités relatives de chacun des processus possibles ; dans le cas de l'azote, par exemple, nous avons dit que la réaction conduisant à des noyaux d'hélium était plus fréquemment observée avec les neutrons rapides que celle qui s'accompagne de protons ; cela revient à dire que Γ_α est supérieur à Γ_p , à énergie égale.

b). Nous avons déjà signalé un avantage de l'action des neutrons sur l'azote, par rapport à beaucoup de transmutations, celui d'être réversible ; nous remarquerons en outre que l'azote possédant un poids atomique léger, doit présenter, en vertu des prévisions de N. BOHR, un spectre de niveaux suffisamment espacés pour qu'on puisse les mettre en évidence, indépendamment les uns des autres — de fait nos mesures ont abouti à un intervalle moyen voisin de 200.000 eV — ; tandis que si l'on opère sur des noyaux lourds, on trouve ou bien un seul niveau avec les neutrons lents, ou bien avec les neutrons rapides, des groupes de niveaux très serrés qui ne permettent pas d'obtenir des informations de détail. Signalons encore un intérêt de la transmutation de l'azote, comme de toute transmutation par neutrons rapides, celui d'atteindre des énergies d'excitation très élevées, et de voir

(1) On peut définir de façon plus précise, la largeur d'un niveau nucléaire par l'intervalle d'énergie dans lequel la section efficace est supérieure à la moitié de sa valeur maximum.

en particulier, s'il existe ou non, des niveaux, au delà de la barrière de potentiel du noyau résiduel (4 MeV environ pour B^{11}). On peut espérer enfin, obtenir des informations complémentaires sur la structure des niveaux du compound N^{15} , en se référant aux résultats obtenus dans l'étude de la diffusion anormale des particules α sur le bore (RIEZLER 1931) [13]; cette réaction peut en effet s'écrire, du point de vue de la théorie de BOHR :



et nous voyons que les effets de résonance obtenus dans ce cas peuvent s'attribuer au même noyau complexe que dans la capture d'un neutron par l'azote.

Pour l'ensemble de ces raisons, qui rendent le noyau N^{15} particulièrement apte à fournir des indications sur la structure intime du noyau, nous avons entrepris l'étude systématique de la répartition des niveaux de résonance ; mais à part nous, différents auteurs se sont attaqués au même problème, et nous allons au préalable donner un résumé de leurs travaux.

Notons pourtant qu'au moment où nos propres mesures furent commencées en 1937, en collaboration avec Monsieur le Professeur J. THIBAUD [16], les travaux de WILHELMY et de MAURER dont nous allons parler n'étaient pas encore parvenus à notre connaissance.

WILHELMY [11] le premier, en 1937, identifia cinq niveaux de résonance de sortie de particules α , au cours de la réaction directe : $n^1_0 + N^{14}_7 \rightarrow N^{15}_7 \rightarrow He^4_2 + B^{11}_5$; il mesurait l'énergie des noyaux projetés : $E_{\alpha+B}$ à l'aide d'une chambre d'ionisation et d'un amplificateur proportionnel ($E_{\alpha+B} = 1,42 - 2,04 - 2,59 - 3,21$ et $4,9$ MeV). Simultanément MAURER [12] étudiait la réaction inverse : $He^4_2 + B^{11}_5 \rightarrow N^{15}_7 \rightarrow n^1_0 + N^{14}_7$, en utilisant comme agents de transmutation des particules α de polonium, comme cible un mélange de 20 % de B^{10} et 80 % de B^{11} , et comme détecteur des neutrons projetés, une chambre d'ionisation remplie de BCl^3 ; il obtint huit énergies de résonance : quatre d'entre elles concordaient bien avec celles de WILHELMY ($E_{\alpha+B} = 1,41 - 2,02 - 2,72 - 3,26$ MeV) ; deux autres, moins certaines (3,74 et 3,89 MeV), furent attribuées également à la

transmutation de B^{11} ⁽¹⁾, et les deux dernières à celle de B^{10} — ($He_2^4 + B_5^{10} \rightarrow N_7^{14} \rightarrow n_0^1 + N_7^{13}$).

SZALAY [14] compléta ces travaux par une étude analogue sur un mélange en mêmes proportions de B^{10} et de B^{11} , mais il différenciail les deux réactions grâce à la radioactivité artificielle (ϵ^+) du noyau résiduel N^{13} ; ses mesures confirmèrent les six niveaux précédemment attribués par MAURER au compound N^{15} mais il en ajouta un autre, à $E_{\alpha+B} = 2,40$ MeV.

Enfin, ORTNER et PROTIWINSKY [15] utilisant comme WILHELMY une source de neutrons (Rn—Be) et une chambre d'ionisation remplie d'azote, trouvèrent 12 groupes $E_{\alpha+B}$ dans un domaine d'énergie compris entre 1 et 7 MeV.

Depuis 1940, les recherches que nous avons poursuivies personnellement ont permis de confirmer les résultats antérieurs et les ont complétés [17]. Les mesures furent exécutées en détectant les particules α de transmutation (réaction directe : n, α) à l'aide d'un compteur proportionnel ; par rapport aux autres travaux, elles ont l'avantage de s'étendre à un domaine d'énergie ininterrompu, depuis $E_{\alpha+B} = 0,5$ MeV jusqu'à 7 MeV, mais surtout d'avoir été faites avec un pouvoir de résolution très supérieur, puisque les statistiques donnant le nombre des transmutations en fonction de l'énergie $E_{\alpha+B}$ ont été établies en adoptant un intervalle $\Delta E_{\alpha+B}$ variant de 30.000 à 45.000 eV ; c'est dire que chez nous les niveaux d'énergie se trouvent définis avec une précision deux à cinq fois supérieure à celle que l'on pouvait attendre des différentes autres mesures.

Signalons enfin le travail très récent de HANSEN [18] dont, seul, un très court extrait nous est actuellement parvenu. Les détails expérimentaux nous manquent, mais nous y trouvons néanmoins une intéressante confirmation de nos premiers résultats.

(1) Le passage de l'énergie de résonance E_{α} donnée par le processus (α, n), à celle correspondant au processus (n, α) se fait par la transformation :

$$E_{\alpha} + B = 11/14 (E_{\alpha} - 1/11 Q) \text{ avec } Q = -0,35 \text{ MeV.}$$

c) Nous préciserons en terminant les raisons qui nous ont déterminé à entreprendre la recherche systématique des niveaux de résonance de l'azote : nous désirions trouver une explication à un phénomène d'absorption anormale que l'on observe lorsque des neutrons rapides, traversant des épaisseurs variables de matière (plomb, paraffine, sodium, fer, bismuth...), sont détectés à l'aide d'une chambre d'ionisation remplie d'azote.

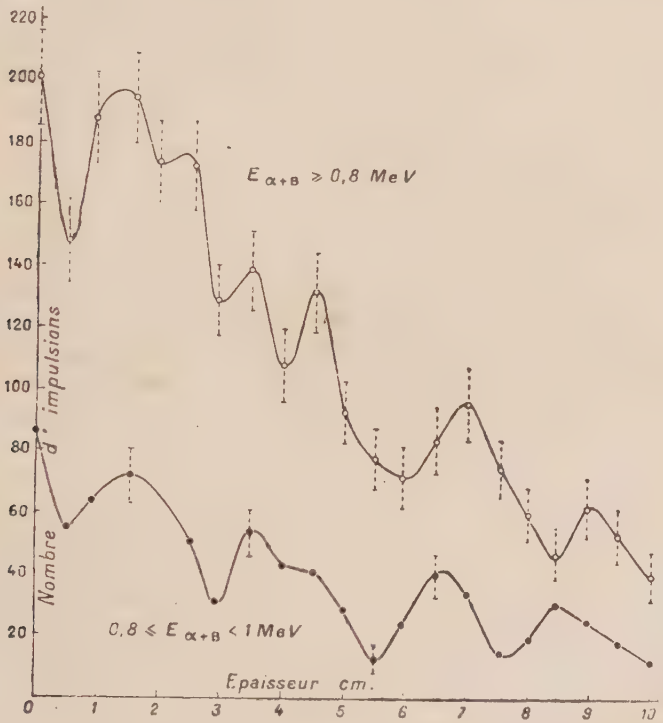


FIGURE 1.

M. THIBAUD [7] qui, en 1934, avait mis en évidence ce phénomène constatait en effet, que si l'on interpose sur le faisceau neutronique des absorbants — paraffine par exemple — le nombre des transmutations de l'azote ne varie pas de façon monotone en fonction de l'épaisseur, mais la courbe de décroissance présente une succession de maxima et de minima, dont les amplitudes sont supérieures aux fluctuations statistiques que l'on peut attendre (fig. 1) ; l'espacement entre

maxima est de 2 à 3 cm. de paraffine, en moyenne. Pour de plus amples détails, nous renvoyons à notre publication de 1939 (19) dans laquelle se trouvent exposés les résultats des travaux initiaux de M. J. THIBAUD et des mesures ultérieures faites par nous, avec un appareillage plus moderne, mais de principe analogue ; nous rappellerons néanmoins que dans ce phénomène la position des maxima sur la courbe d'absorption se trouve sous l'étroite dépendance du degré de subdivision de l'absorbant, ainsi que de la valeur $E_{\alpha+B}$ de l'énergie choisie pour établir les statistiques. Nous avons montré également que cette absorption anormale provient uniquement du mode de détection utilisé, car si l'on remplace dans la chambre d'ionisation l'azote par de l'hydrogène, la courbe d'absorption reprend une allure régulière.

Nous avons pensé alors que l'interposition d'épaisseurs variables de matière pouvait changer la répartition énergétique des particules α provenant de l'explosion des noyaux d'azote ; nous faisons en effet, cette hypothèse que l'absorbant pouvait, en modifiant le spectre de vitesses des neutrons incidents, provoquer pour des épaisseurs particulières, l'excitation de niveaux de résonance de l'azote : et pour le vérifier, nous avons entrepris les statistiques dont nous avons parlé plus haut. Le premier résultat fut de vérifier et de préciser la plupart des niveaux découverts par les auteurs précédents, et d'en trouver de nouveaux grâce à notre pouvoir de résolution supérieur ; mais en outre, en effectuant les statistiques pour différentes épaisseurs d'absorbants, nous avons démontré un phénomène nouveau : les groupes de particules de résonance possédant les énergies les plus basses n'apparaissent pas simultanément, mais de façon sélective suivant l'épaisseur de matière interposée.

En résumé nous sommes parvenus, dans le cas de l'azote, à effectuer une véritable spectroscopie nucléaire, conduisant à une série de plus de trente niveaux de résonance sur un intervalle d'énergie de 7 MeV environ, et le spectre que nous donnons est beaucoup plus dense que ne l'avaient montré les mesures antérieures. Nous allons décrire maintenant le matériel expérimental qui nous a permis d'obtenir ces résultats.

CHAPITRE II

Dispositif expérimental

1. — Choix de la méthode expérimentale.

Le but que nous nous étions fixé étant de classer par groupes d'égale énergie les particules provenant de la désintégration de l'azote, l'appareillage à choisir devait permettre à la fois la numération des transmutations et la mesure de l'énergie libérée dans chacune d'elles. La méthode des compteurs à fil de Geiger et Müller ne pouvait donc pas convenir, pas plus que l'emploi d'une chambre d'ionisation reliée à un électromètre ; mais par contre, les méthodes des chambres à brouillard de Wilson et du compteur d'ions à amplification proportionnelle présentaient les qualités requises. Si la chambre de Wilson a de préférence été employée par les premiers auteurs qui se sont intéressés à la réaction : $n + N^{14} \rightarrow \alpha + B^{11}$ (Feather, Kurie, Bonner et Brubaker...), c'est qu'elle permettait mieux qu'aucune autre d'identifier la nature de la particule projetée (noyau d'He ou d'H). Cependant nous avons vu par l'exemple cité plus haut, que cette discrimination n'est pas toujours facile et à l'abri des erreurs (Bonner et Brubaker) ; d'autre part, la chambre à détente ne permet pas d'établir facilement des statistiques comprenant des nombres élevés d'événements, à cause de la rareté des clichés exploitables, et en outre, ce n'est qu'avec une précision assez faible

que l'on déduit de la longueur des trajectoires, l'énergie des particules de transmutation, à cause de l'incertitude sur la direction du neutron incident, qui reste invisible sur les clichés.

Les auteurs qui par la suite se sont attachés à mettre en évidence les groupes de particules de résonance provenant du noyau d'azote, ont préféré employer la méthode du compteur proportionnel qui, convenablement réglé, permet d'enregistrer un nombre considérable de transmutations en un temps relativement court, et de mesurer simultanément l'énergie cinétique des corpuscules avec une précision de quelques pour cent ; mais il faut remarquer que l'énergie déterminée de la sorte est l'énergie d'ionisation globale (particule émise + noyau résiduel), tandis qu'à la chambre de Wilson on pourrait, si cela était nécessaire, séparer ces deux énergies.

C'est cette deuxième technique du compteur proportionnel que nous avons choisie et mise au point, en nous efforçant d'obtenir à la fois un bon pouvoir de résolution en énergie, et une sensibilité constante à 1 % près durant les enregistrements les plus longs (10 à 20 heures consécutives environ).

2. — Source de neutrons.

Nous avons utilisé les neutrons rapides libérés par le béryllium sous l'action des particules α : $\text{Be}^9 + \text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12} + \text{n}^1$; des ampoules de verre de $\frac{1}{2}$ cm³ environ sont remplies d'un mélange de radon et de béryllium finement pulvérisé, le radon étant obtenu par pompage sur une solution de sel de radium (intensité initiale des sources = 150 à 400 millicuries, suivant la fréquence des extractions). Nous avons vérifié à l'amplificateur proportionnel que le rendement en neutrons d'une telle source décroît bien, comme l'on doit s'y attendre, avec la même période que le radon (3 j. 82). Le spectre de vitesses des neutrons obtenus par ce procédé est très inhomogène et fort mal connu : en première approximation, il comprend une forte proportion de neutrons lents et une

distribution continue de neutrons rapides de toutes énergies, jusqu'à une limite supérieure voisine de 14 MeV. Dunning a mis en outre en évidence quelques groupes particuliers de neutrons rapides (20).

Par ailleurs, dans les mesures à la chambre d'ionisation, le rayonnement γ qui provient, d'une part du dépôt actif sur les parois de l'ampoule et sur le béryllium, et d'autre part de l'excitation des noyaux résiduels de carbone C^{12} , est très gênant à cause de l'ionisation parasite qu'il engendre à l'intérieur du volume utile de la chambre : en effet chaque électron formé secondairement par un photon γ ne produirait aucune ionisation appréciable, mais le grand nombre d'électrons qui prennent naissance en un temps inférieur au temps de résolution du compteur, peuvent entraîner une ionisation cumulative sensible, se manifestant par des fluctuations au hasard du courant traversant l'oscillographe ; afin d'atténuer le souffle ainsi formé, on absorbe une forte proportion des rayons γ incidents, en disposant entre la source et la chambre d'ionisation des filtres de plomb, d'épaisseur plus ou moins grande suivant l'intensité de la source et l'angle solide utilisé.

3. — Le compteur proportionnel.

a. — La chambre d'ionisation.

Nous avons pensé introduire dans la chambre d'ionisation même, l'élément à désintégrer, sous forme solide, dans le but d'augmenter par rapport à l'état gazeux, le nombre des atomes d'azote par unité de volume de la substance ; mais l'une des difficultés consiste à trouver une combinaison azotée ne contenant pas d'autres atomes désintégrables sous l'action des neutrons, capables d'émettre également des particules α , ou des protons ; par ailleurs, pour pouvoir mesurer l'énergie initiale de toutes les particules émises, il ne faudrait utiliser l'élément solide qu'en couche très mince, or un calcul rapide montre que le rendement à prévoir est alors moins fa-

vorable que celui que l'on peut attendre de l'emploi de l'azote gazeux comprimé, d'autant que sous cette forme on peut l'utiliser à un degré de pureté très intéressant : 99,95 % d'azote pur -- 0,05 % d'impuretés, oxygène surtout —. Rappelons en outre que le rapport d'abondance de l'isotope 14 dans l'azote naturel est 99,7 ; celui de l'isotope 15 est 0,3.

Les chambres d'ionisation que nous utilisons sont donc toutes des chambres étanches, permettant l'introduction de l'azote ou de tout autre gaz (oxygène ou hydrogène) sous pression. En vue d'obtenir un champ électrique homogène, l'électrode portée à la haute tension positive a une forme cylindrique (25 mm. de diamètre), et l'électrode collectrice reliée à la grille de la lampe électromètre est un fil concentrique (0,5 à 1 mm. de diamètre). L'enveloppe étanche en laiton forme blindage électrostatique; l'isolement des électrodes est réalisé au moyen de tubes de quartz scellés à l'enveloppe avec de la picéine (21), p. 183, fig. 93). De telles chambres résistent à des pressions de l'ordre de quatre à cinq atmosphères, tout en étant facilement démontables. Au point de vue de la pollution radioactive des surfaces internes de la chambre, nous avons obtenu de bons résultats en employant des cylindres en zinc ; ce métal peut s'obtenir très pur (99,95 %), et sa surface est aisément attaquable à l'acide chlorhydrique dilué en vue d'éliminer le cas échéant, la matière active qui accidentellement pourrait s'y déposer ; avec des chambres de 25 cm² environ de surface intérieure, nous sommes arrivé, en prenant quelques précautions, à n'observer que cinq à dix particules α à l'heure, ce qui représente une faible fraction du nombre des particules de transmutation enregistrées durant le même temps (cent à mille suivant les enregistrements). Le volume utile des chambres d'ionisation que nous avons utilisées était de l'ordre de 15 à 20 cm³. Il n'y a pas intérêt à trop augmenter leur volume, car si le nombre des transmutations s'accroît, l'effet des rayons γ devient aussi plus sensible dans les mêmes proportions, et la pollution radioactive devient vite excessive.

Avant chaque série de mesures nous avons à déterminer la valeur à donner à la haute tension pour que la collection

des ions, à l'intérieur de la chambre d'ionisation, fut correcte ; à cet effet nous placions une source de neutrons à une distance constante de la chambre préalablement remplie d'azote, et nous comptions, pour différentes valeurs de la tension, le nombre de désintégrations survenant en un temps donné, à l'aide d'un compteur numérateur (compteur de communications téléphoniques Ericson) actionné par un relai à thyatron, parcouru lui-même par le courant de sortie de l'amplificateur. Les courbes de la fig. 2, obtenues de la sorte, montrent que la collection des ions ne devient indépendante de la tension qu'à partir d'un seuil, d'autant plus élevé que la pression d'azote est plus forte ; pour les enregistrements sous quatre Kg/cm² d'azote, nous devions appliquer, sur l'électrode sous tension de la chambre d'ionisation, environ 900 volts. La courbe inférieure de la fig. 2 se rapporte à des mesures faites avec une chambre de plus petites dimensions : le seuil de tension est moins élevé.

Nous assurons le contrôle de la pression gazeuse à l'aide d'un grand manomètre à mercure de quatre mètres de haut qui, dans les enregistrements où la constance de la pression avait son importance, nous a permis facilement de déceler les variations relatives inférieures à 0,2 ou 0,5 %, suivant la pression utilisée.

Nous devons remarquer que l'emploi d'un gaz sous pression n'a pas comme seule utilité d'augmenter le nombre d'atomes du gaz enfermé dans un volume déterminé, mais aussi de réduire le parcours des noyaux projetés par rapport aux dimensions de la chambre d'ionisation ; car, si l'on veut mettre en évidence des groupes discrets de particules de résonance, il est nécessaire que la grande majorité de ces particules aient leur parcours complet contenu dans le volume utile de la chambre (c'est-à-dire le volume dans lequel tous les ions formés sont collectés).

Le calcul approché suivant va nous permettre d'estimer la proportion du nombre de particules à parcours complet, par rapport au nombre total des transmutations prenant naissance à l'intérieur de ce volume utile. Soient R et L son rayon et sa longueur, et désignons par λ le parcours des particules

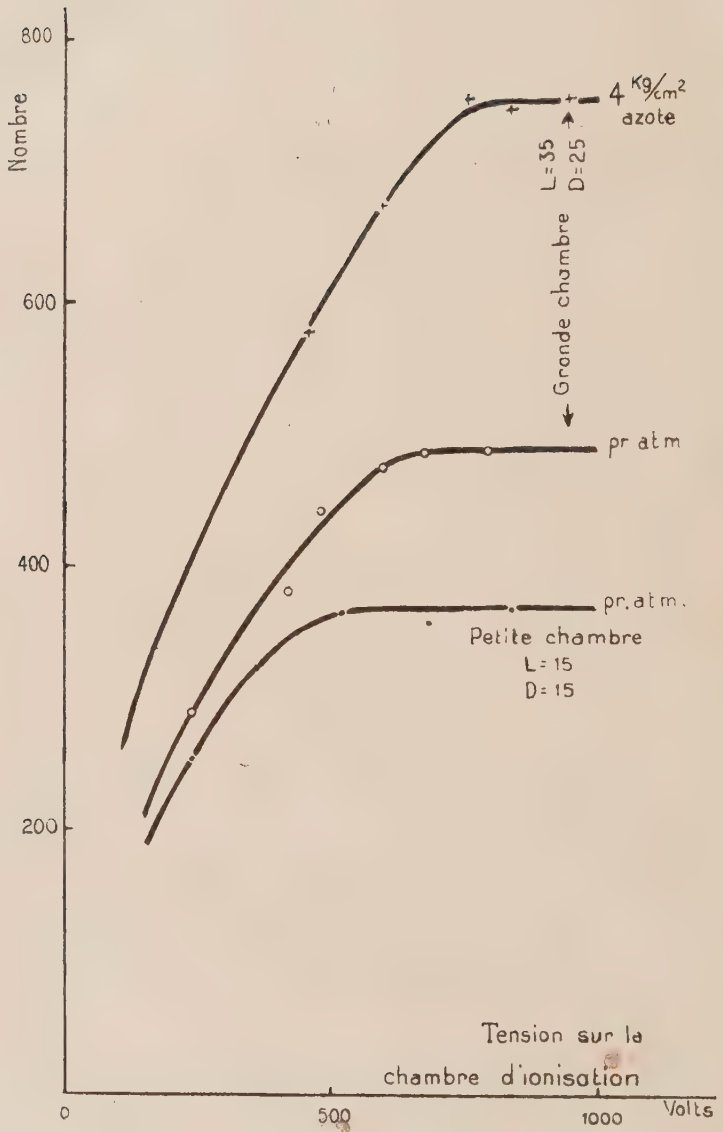


FIGURE 2.

appartenant à un certain groupe énergétique : toutes les particules prenant naissance à l'intérieur du volume défini par $R' = R - \lambda$ et $L' = L - 2\lambda$, auront certainement leur parcours entièrement mesuré, tandis que celles qui ont leur origine dans le volume périphérique, auront au contraire une certaine probabilité de voir leur parcours interrompu. Supposons pour l'instant que le cylindre ait une longueur infinie ; supposons en outre que l'émission de particules soit isotrope et que λ soit petit devant R ; la probabilité pour qu'une particule, prenant naissance à une distance x de l'axe du cylindre ait

son parcours complet, est égale à : $p_x = \frac{R - x + \lambda}{2\lambda}$, et la

probabilité moyenne sur la longueur : $(R - \lambda, R)$ est :

$$1/\lambda \int_{R-\lambda}^R p_x dx = 3/4. \text{ On peut alors calculer une section fic-}$$

tive S_f du cylindre de la chambre d'ionisation à l'intérieur de laquelle toutes les particules auront leur parcours complet collecté : $S_f = \pi r^2 + 3/4 \pi (R^2 - r^2)$, où $r = R - \lambda$; soit : $S_f \cong \pi R^2 (1 - \lambda/2R)$. En considérant maintenant un cylindre de longueur finie L , on peut par un raisonnement analogue définir une longueur fictive : $L_f = L - 1/2 \lambda$; d'où un volume fictif :

$$V_f \cong \pi R^2 (1 - \lambda/2R) (L - \lambda/2).$$

Si nous prenons par exemple une chambre d'ionisation dont le volume utile est défini par : $L = 30$ mm. et $2R = 25$ mm., nous pouvons prévoir que sur un groupe de particules α de 2 MeV, prenant naissance dans de l'azote sous 3 kg/cm² de pression, 85 % environ de ces particules auront leur parcours entièrement mesuré ; avec une chambre légèrement plus grande $L = 35$ mm. et $2R = 25$ mm. et 4 kg/cm² d'azote, la proportion, pour des particules α de 5 Mev, sera encore 70 %.

b. — L'amplificateur linéaire.

L'amplificateur que nous utilisons est celui qui se trouve décrit dans l'ouvrage [21] « *Quelques techniques actuelles en phy-*

sique nucléaire » de MM. J. Thibaud, L. Cartan, P. Comparat (Gauthier Villars, éditeur, 1938) (voir pages 175 à 213) ; nous ne reviendrons pas ici sur le principe de fonctionnement, ni sur les détails du montage qui n'a pas subi de modification fondamentale ; nous nous bornerons à donner le schéma du montage d'ensemble (fig. 5), et à décrire les quelques

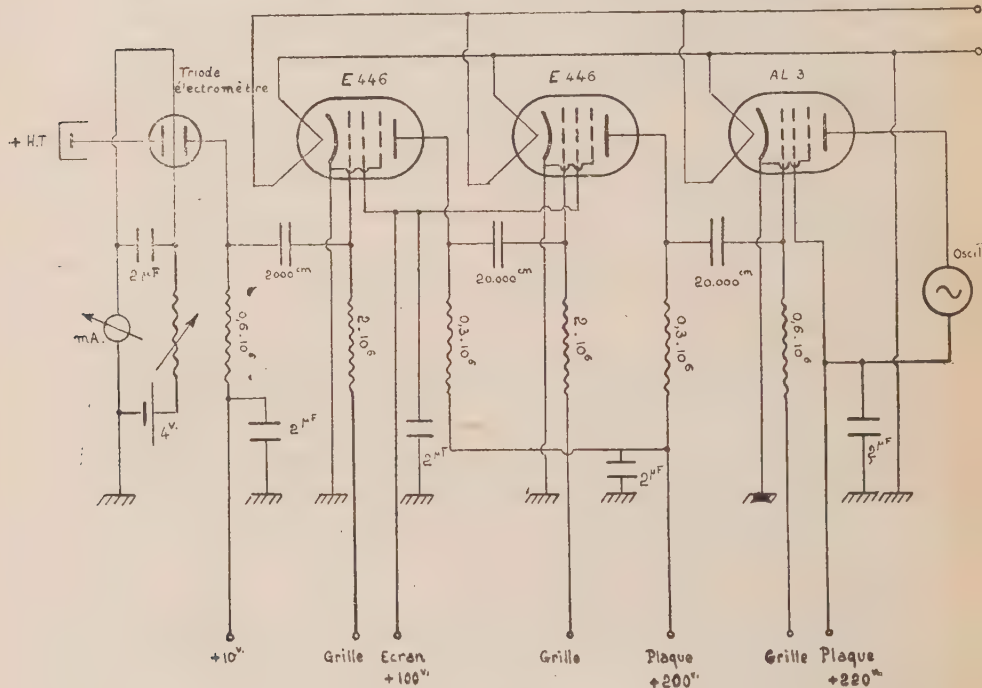


FIGURE 5.

dispositions particulières et les perfectionnements récents que nous avons dû lui apporter pour l'adapter à nos recherches (voir également les figures 3 et 4, en hors texte).

Circuits d'alimentation.

La lampe électromètre est alimentée indépendamment de l'amplificateur : — le filament par un accumulateur de grande capacité (4V — 80AH) avec en série, un rhéostat (contacts soudés) et un milliampèremètre de contrôle — l'anode par une pile sèche de neuf volts.

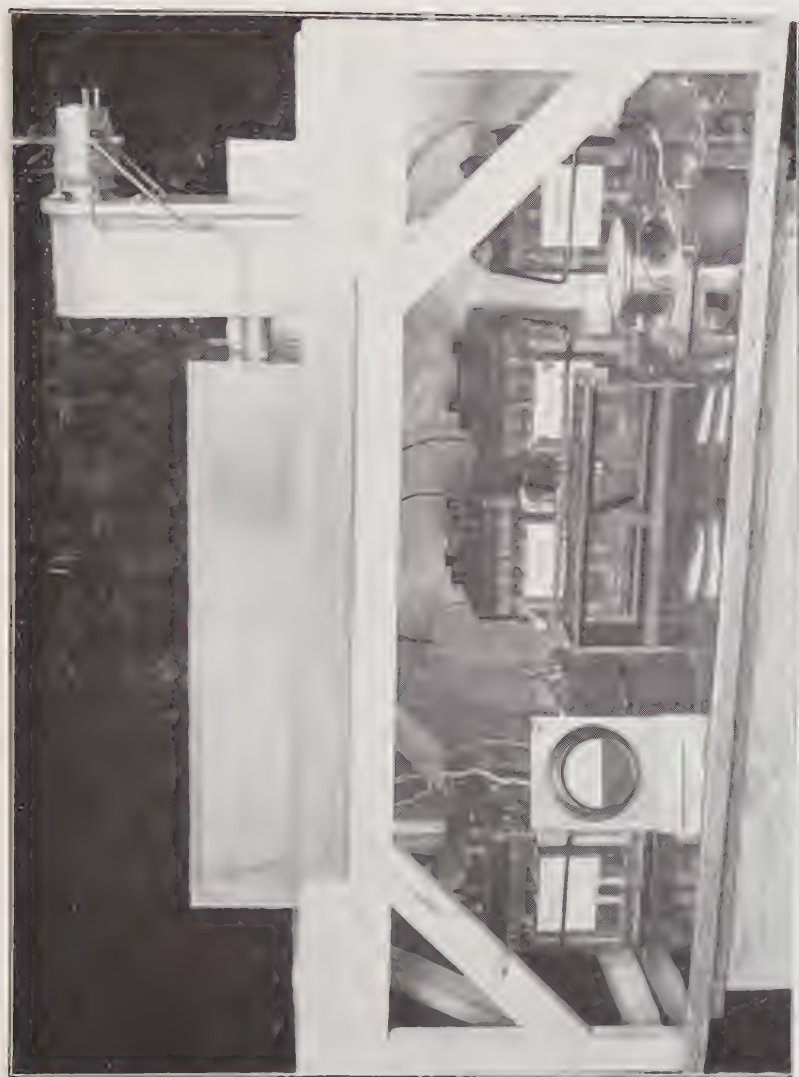


Fig. 3. — Vue d'ensemble du compteur proportionnel : chambre d'ionisation, lampe électromètre et amplificateur blindés. Circuits d'alimentation et de contrôle.

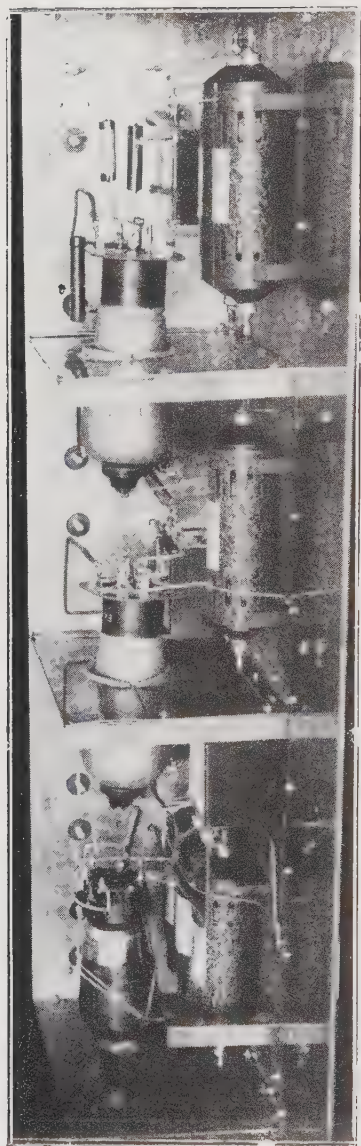


FIG 4. — Montage de l'amplificateur.

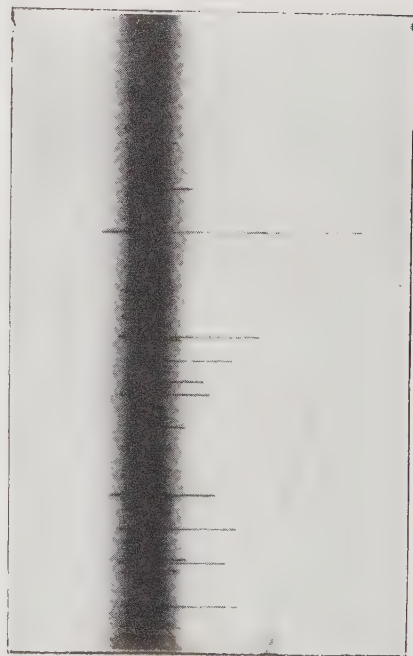


FIG. 7. — Fragment d'enregistrement oscillographique sur papier sensible.

La grille de chaque lampe amplificatrice (E 446—Philips) est polarisée indépendamment, de façon à laisser plus de latitude pour le réglage de la sensibilité ; à cet effet un potentiomètre résistant, auquel sont connectées par des contacts soudés les grilles des lampes, est branché sur des accumulateurs de grande capacité (8 volts — 80^{AH}) ; les variations de polarisation de grille peuvent se faire par fractions de 1/20 volt.

Les générateurs de tensions plaque et écran des deux tubes E 446 d'une part, et de la lampe de sortie (AL 3 Philips) d'autre part, sont séparés : accumulateurs pour les premiers (capacité 3^{AH}), redresseur à tension stabilisée pour la seconde (lampe stabilovolt 280/40) ; entre les deux éclateurs 0 et — 70^v de ce dernier générateur, est branché un potentiomètre servant à la polarisation de grille du tube AL 3.

Tous les accumulateurs dont nous venons de parler n'ont à fournir que de faibles débits (100 mA au max.), et leur capacité s'est révélée suffisante pour assurer plusieurs dizaines d'heures de fonctionnement consécutif sans que leur décharge entraînant une variation appréciable de la sensibilité ; il n'en est plus de même si l'on utilise des accumulateurs seuls pour chauffer les filaments des trois lampes de l'amplificateur qui consomment quatre ampères environ, car le coefficient d'amplification global est sous la dépendance étroite de l'intensité du courant de chauffage : une variation de dix milliampères environ (1/100 volt aux bornes des filaments) entraîne en effet une variation de 1 à 2 % de la sensibilité globale (1). Nous avons dû alors réaliser un générateur basse tension dont la

(1) Cette dépendance du courant de chauffage provient de ce qu'une lampe amplificatrice au moins a son point de fonctionnement sur la partie courbe de la caractéristique et que toute variation du courant de chauffage entraîne une modification de la pente. Signalons que récemment MM. COTTON et ROGOZINSKI ont mis au point un montage réalisant la compensation automatique de ces variations (Communication à la Société Française de Physique, Lyon, 26 Avril 1941). On pourrait envisager encore de n'utiliser que les parties rectilignes des caractéristiques et de faire varier la sensibilité de l'amplificateur, par modification, non plus des polarisations de grille, mais des résistances servant à la liaison entre les étages d'amplification.

force électromotrice fut sensiblement constante, et lui adjoindre un circuit auxiliaire permettant de contrôler la tension aux bornes des filaments à 1/1000 volt près environ (fig.6) : le générateur lui-même comprend un redresseur à valve (Ferrix — 120^v/24^v, avec régulateur fer-hydrogène intercalé dans le primaire), connecté par l'intermédiaire d'une cellule filtrante, à des accumulateurs (8^v — 80^{AH}) fonctionnant en tampon ; en série avec les filaments, se trouvent un shunt et une résistance variable (1). Sur le shunt est branché le circuit auxiliaire comprenant : un accumulateur de 2 volts monté en opposition (fonctionnant comme générateur de tension constante), une résistance fixe et un galvanomètre à cadran divisé, utilisé comme appareil de zéro : une variation de 1/1000 volt environ aux bornes des filaments, entraîne une déviation de 1 division de l'aiguille du galvanomètre. Si au cours d'une pose on enregistre une variation trop importante du courant de chauffage (5 divisions par exemple) on la corrige à l'aide de la résistance variable ; nous avons pu, de la sorte, maintenir constante la sensibilité de l'amplificateur à 1 % près durant dix à vingt heures de pose.

Le shunt est placé dans un bain d'huile, afin de le soustraire aux variations brusques de la température extérieure. Remarquons aussi le dispositif de sécurité constitué par l'interrupteur I_2 (fig. 6) : en ouvrant à la fois le circuit principal et le circuit auxiliaire, il évite de détériorer le galvanomètre, au cas où l'on aurait oublié de court-circuiter ce dernier (interrupteur à bascule 1_1) avant de couper le courant principal. L'interrupteur à bascule 1_2 permet d'appliquer sur l'électrode cylindrique de la chambre d'ionisation, soit une haute tension positive (accumulateurs), soit une petite tension alternative (quelques centièmes de volt) destinée, comme nous le verrons, à contrôler la sensibilité du compteur.

(1) Cette résistance est constituée par une colonne mince de mercure dans laquelle se déplace un contact commandé par une tige filetée ; on peut de la sorte apporter des corrections très progressives au courant de chauffage, même au cours d'un enregistrement.

un remède simple mais suffisant, a consisté à maintenir constante à 5/10 de degré près la température de la pièce dans laquelle se trouve l'amplificateur, et à compenser la variation résiduelle de sensibilité par de légères corrections du courant de chauffage grâce à la résistance à mercure.

Etalonnage. — Contrôle de la sensibilité et de la proportionnalité de l'amplification.

Dans la face frontale de la chambre d'ionisation, une ouverture permet d'introduire une préparation de sel de polonium dont les particules α sont dirigées à l'intérieur du volume utile de la chambre. Pour chaque chambre on peut déterminer préalablement la limite antérieure de ce volume utile, c'est-à-dire la distance à partir de laquelle les ions sont collectés, en éloignant la source de la chambre jusqu'à voir disparaître toute impulsion ; cette distance connue, on peut pour toute position de la source de polonium, déduire d'une courbe de Bragg intégrée (Holloway et Livingston [22]), le nombre de paires d'ions collectées et partant l'énergie d'ionisation ; pour connaître la constante d'étalonnage du compteur, il suffit donc de mesurer la hauteur des impulsions des particules α de polonium, dans les mêmes conditions que celles où l'on se place pour enregistrer les transmutations de l'azote. Nous avons adopté comme énergie de formation d'une paire d'ions : 35 volts dans l'air et dans l'azote, 33 v. dans l'hydrogène et 32 v. 2 dans l'oxygène (Rasetti [23]). Suivant le domaine énergétique à étudier, la sensibilité de notre compteur a varié en valeur absolue de 1.000 à 5.000 paires d'ions par millimètre d'élongation, sur un film placé à 0 m. 80 de l'oscillographe.

Pour le contrôle de la valeur de la sensibilité en cours d'enregistrement, nous avons adopté un dispositif plus commode, destiné non pas à des mesures absolues, mais uniquement à déceler les variations de la sensibilité : grâce à l'interrupteur I_3 (fig. 6) on applique à la chambre d'ionisation une faible tension alternative, et l'on mesure à l'oscillographe l'amplitude totale des deux alternances, après amplification ; on peut facilement distinguer de la sorte une variation de sen-

sibilité de 1 à 2 %. Comme pratiquement nos enregistrements duraient plusieurs heures, nous mesurions la sensibilité en valeur absolue à l'aide de la source de polonium, au début et à la fin, et entre temps, toutes les deux heures par exemple, nous la contrôlions à l'aide de la sonde à tension alternative.

Avant chaque série d'expériences nous avons dû vérifier que l'amplification se faisait bien de façon proportionnelle ; comme test de proportionnalité on peut adopter l'un ou l'autre des procédés d'étalonnage : — soit en mesurant la hauteur des impulsions dues aux α du polonium pour différents enfoncements de la source, et en comparant le graphique obtenu à celui que l'on peut déduire d'une courbe de Bragg — soit en faisant varier la tension alternative appliquée à la chambre d'ionisation ; dans ce cas on doit constater que les élongations de l'onde alternative transmise, restent proportionnelles à la tension ; ce deuxième mode plus rapide est cependant moins probant, car il ne donne aucune indication sur la façon dont s'effectue la collection des ions, ni sur le rôle joué par la lampe électromètre (qualité de l'isolement en particulier).

c. — *Enregistrements photographiques.*

L'oscillographe que nous utilisons est un oscillographe électromagnétique Dubois, amorti par bain d'huile ; sa fréquence propre est voisine de 1.500, et sa sensibilité est de 15 mm. de déviation du spot à 1 m. du miroir, par milliampère du courant de sortie ; son seul inconvénient grave réside dans son équipement mobile qui subit un déplacement de zéro, chaque fois que le contre-coup provoqué par l'onde inverse d'une impulsion dépasse une certaine limite ; pour mesurer la hauteur d'une impulsion sur un enregistrement photographique, il faudrait donc prendre comme origine le centre du souffle immédiatement avant elle, or cela n'est pas toujours facile lorsque le souffle subit des fluctuations importantes.

Le cliché de la figure 7 (hors texte) reproduit un fragment d'enregistrement sur papier sensible (papier Lumière extra-sensible de 60 mm. de largeur) ; pour ce

travail qui vise uniquement à établir des statistiques sur l'énergie des particules α , la vitesse de déroulement de la bande n'a pas besoin d'être très constante ; il suffit de l'adapter à la fréquence des transmutations pour faciliter le dépouillement ultérieur (quelques cm./sec. environ). Seules les impulsions qui émergent nettement du souffle sont à retenir, afin d'être sûr de ne pas les confondre avec les fluctuations les plus grandes provenant du rayonnement γ .

4. — Précision des mesures.

Pour établir les statistiques nous procédons de la manière suivante : on mesure la hauteur de chaque impulsion en prenant comme origine le centre du souffle, puis l'on classe ces hauteurs par tranche de $\frac{1}{2}$ en $\frac{1}{2}$ mm. ou de millimètre en millimètre suivant la précision de la mesure et l'intervalle d'énergie désiré ; en multipliant la hauteur moyenne de chaque tranche par la constante d'étalonnage en énergie, on peut établir la statistique représentant la variation du nombre des transmutations en fonction de l'énergie des particules projetées : $N = f(E_{\alpha} + B)$. Nous aurons donc à considérer comme causes d'imprécision, d'une part les fluctuations statistiques sur le nombre des transmutations, d'autre part les erreurs sur la mesure de la hauteur des impulsions ; nous devons en troisième lieu estimer l'erreur commise dans l'étalonnage de la sensibilité du compteur.

a. — *Fluctuations.*

Les limites de fluctuation marquées sur certains points de nos courbes, représentent la valeur de la fluctuation la plus probable, que l'on obtient en prenant la racine carrée du nombre d'événements observés ; cette fluctuation ne représente donc pas l'écart statistique maximum que l'on puisse envisager, mais elle sert à tracer la courbe la plus probable à partir des points expérimentaux, et à interpréter les accidents de cette courbe, suivant que leurs amplitudes sont inférieures ou supérieures aux limites de fluctuation.

b. — *Erreurs sur la mesure
des impulsions oscillographiques.*

La bande photographique à dépouiller est examinée par transparence sur un verre dépoli assez fortement éclairé ; un fil tendu, très fin, sert à matérialiser le centre du souffle ; sur ce fil vient s'encaster une encoche faite au zéro de la graduation d'un double décimètre contrôlé, avec lequel se fait la mesure de la hauteur de l'impulsion à 1/2 mm. près, ou même à 1/4 de mm. sur de bons enregistrements et avec un observateur entraîné.

Admettons que pour un dépouillement fait avec soin l'erreur absolue sur la mesure de chaque hauteur soit de 0 mm. 5, compte tenu de l'erreur de lecture au double-décimètre et de l'indétermination sur la position du centre du souffle ; sur nos bandes enregistreuses qui ont 60 mm. de largeur, la hauteur des impulsions mesurables varie généralement de 10 à 50 mm. ; ce sont donc les mesures des impulsions provoquées par les particules les moins énergiques (inférieures à 1 MeV par exemple⁽¹⁾, qui sont entachées des erreurs les plus fortes : 5 % au maximum ⁽¹⁾ ; pour les classes d'énergies supérieures à 1 MeV environ, nous avons pris soin de modifier la sensibilité de façon que les enregistrements chevauchent sur quelques centaines de milliers d'électron-volts au moins (parfois plus d'un million d'électron-volts) ; de la sorte, quelle que soit l'énergie de la particule, la hauteur de l'impulsion qui la représente peut atteindre, sur l'un des enregistrements au moins, 20 à 25 mm. ; l'erreur relative maximum est donc en moyenne de 2 à 3 % seulement, et en valeur absolue de 20.000 à 50.000 et même 80.000 eV, lorsque l'on passe d'une extrémité à l'autre du domaine étudié (0,5 à 5 et même 7 MeV)

Nous avons dit que durant une pose nous contrôlions la

(1) Si l'on se reporte aux fig. 13 et 21, on constate que pour les mêmes valeurs $E_{\alpha+\beta}$ les maxima apparaissent plus nettement lorsqu'ils se situent à l'extrémité supérieure d'un enregistrement que lorsqu'ils sont au début (impulsions plus hautes dans le premier cas que dans le second). — Exemple : groupes $E_{\alpha+\beta} = 2,25$ — 2,60 — 2,75 MeV.

sensibilité à 1 % près environ, mais il arrive parfois qu'une légère différence de sensibilité existe entre deux enregistrements, qui, bien que se rapportant au même domaine d'énergie ont été effectués à deux époques différentes ; il faut alors, pour les rendre comparables, corriger les hauteurs des impulsions, et ramener toutes les mesures à la sensibilité de l'un des enregistrements ; en plus de cela nous avons à tenir compte des écarts ($\pm 0,5$ % environ) de part et d'autre de la sensibilité moyenne adoptée, écarts qui provoquent l'étalement des maxima correspondant à des groupes de particules de même vitesse initiale.

Mais une cause d'erreur plus grave encore provient de la présence du souffle γ : on ne mesure pas en effet la vraie hauteur d'une impulsion, puisque, au lieu de prendre le point de départ de chacune d'elles, on choisit comme origine commune, le centre du souffle ; or un enregistrement que nous avons fait avec une grande vitesse de déroulement (15 m/min.) nous a montré que les impulsions prennent naissance en un point quelconque des fluctuations désordonnées que subit le spot de l'oscillographe : sur dix-sept impulsions photographiées, trois prennent naissance sur la ligne idéale figurant le centre du souffle, huit ont leur origine au-dessus et six en-dessous. Le souffle ayant une épaisseur totale de 6 à 8 mm., l'écart maximum à envisager lorsque l'on prend son centre comme origine commune est de ± 3 à 4 mm. L'idéal consisterait donc à faire les enregistrements photographiques à très grande vitesse de déroulement, et à utiliser des sources de neutrons beaucoup plus intenses que les nôtres, sans quoi la consommation de film serait exorbitante. Néanmoins l'imprécision apportée sur la mesure des énergies par l'ionisation des rayons γ , contribue à rendre moins nets les maxima correspondant à des groupes discrets de particules, mais n'entâche pas d'erreur appréciable l'abscisse moyenne de chacun de ces groupes, puisque la répartition des origines des impulsions est symétrique par rapport au centre du souffle.

Pour nous rendre compte de l'importance de cet effet nous avons enregistré des particules α sensiblement monoci-

nétiques, provenant d'une préparation de polonium, en l'absence puis en présence d'un rayonnement γ (ampoule de ra-

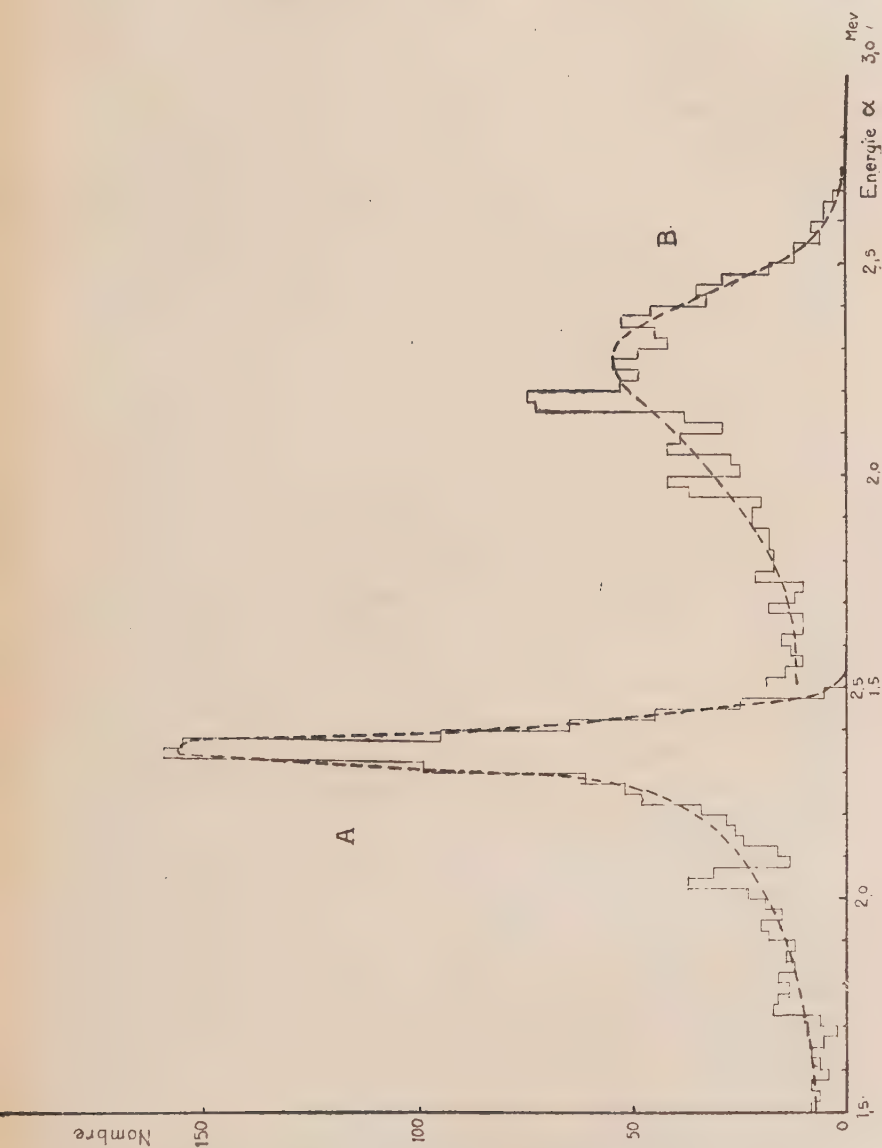


FIGURE 8.

don) ; la fig. 8 montre que dans le premier cas, courbe A, la distribution en fonction de l'énergie présente un maximum

net de 100.000 eV de largeur environ, en appelant largeur, l'intervalle d'énergie correspondant à la moitié de l'ordonnée maximum ; en présence de rayons γ (courbe B) (même intensité γ que dans les enregistrements avec neutrons) on voit l'ordonnée maximum se réduire presque au tiers et la largeur quintupler. Si le même phénomène a lieu dans l'enregistrement des transmutations de l'azote, il n'est pas étonnant que les groupes de résonance ne soient figurés que par des maxima assez aplatis. Nous avons à cause de cela, multiplié les enregistrements dans des conditions identiques, afin de nous rendre compte si les accidents peu nets (maximum imprécis ou simple inflexion qui apparaît sur une courbe) se reproduisent systématiquement ou non aux mêmes énergies ; nous voyons par exemple, que la courbe A de la fig. 21 présente une inflexion à $E_{\alpha+B} = 4,20$ MeV, difficilement assimilable à un groupe de résonance ; or nous l'interpréterons néanmoins comme tel, en nous référant à quatre enregistrements différents (fig. 25), qui tous font apparaître un palier ou un maximum léger à la même énergie ($4,20 \text{ MeV} \pm 0,03$).

Signalons enfin une dernière cause d'erreur provenant du rayonnement γ , mais que nous négligerons complètement devant les autres : un petit courant d'ionisation, provoqué par les photons traversant la chambre tant que dure la collection des ions d'une particule α , vient en effet s'ajouter au courant d'ionisation principal ; mais étant donné la durée de l'impulsion (1/1000 sec. environ) cet apport supplémentaire est certainement très minime.

Il faudrait envisager également la présence d'impulsions anormalement grandes provenant de l'effet cumulatif de deux impulsions normales survenant en un temps inférieur au temps de résolution du compteur. Mais nous estimons avoir réduit leur nombre à une quantité négligeable, en donnant à la constante de temps de la cellule initiale de l'amplificateur une valeur : R.C. voisine de 1/1000 de seconde environ.

Equation personnelle de l'observateur.

Des enregistrements faits avec des particules α (polonium) dont les énergies étaient régulièrement distribuées, nous ont montré que l'observateur subissait une attirance nette des

nombres entiers de millimètres, dans l'évaluation de la hauteur des impulsions, par rapport aux nombres fractionnaires: 0,5 et surtout : 0,25 ; cette déformation est d'autant plus accentuée que le souffle subit des fluctuations plus importantes, qui rendent plus aléatoire la définition de l'origine des mesures. Ce défaut, s'il s'appliquait à plusieurs enregistrements de même sensibilité pourrait faire apparaître des maxima erronés régulièrement espacés sur la courbe de distribution ; mais nous avons dit qu'il existe généralement des différences de sensibilité entre enregistrements successifs, et les corrections que l'on apporte à la hauteur des impulsions empêchent d'ajouter uniquement entre eux, les nombres correspondant aux hauteurs entières ; une compensation de l'erreur personnelle s'effectue ainsi automatiquement.

c. — Erreurs d'étalonnage.

Les causes d'erreur rencontrées dans l'étalonnage du compteur résident d'une part, dans la détermination du nombre d'ions formés à l'intérieur du volume utile de la chambre d'ionisation par les particules α (polonium), et d'autre part dans la mesure de la hauteur des impulsions correspondantes ; nous estimons définir la limite de collection des ions dans la chambre, à 1/2 mm. près, et la position de la source de polonium par rapport à la chambre, à 1/4 de mm. près ; dans nos mesures, où les vingt derniers millimètres du parcours des particules α se trouvent à l'intérieur du volume utile, cette erreur sur la distance entraîne une erreur voisine de 3 % sur le nombre des ions collectés. Etant donné que le souffle dans ce cas là est très réduit (1 à 1 mm. 5) nous pouvons mesurer la hauteur des impulsions à 1 ou 1,5 % près ; même en négligeant les corrections de température et de pression qui sont faibles, nous estimons donc ne pas pouvoir définir la constante d'étalonnage à moins de 4 ou 5 % près environ.

Cette imprécision ne joue que sur la valeur absolue des énergies et reste sans importance sur la position des maxima des courbes les uns par rapport aux autres, mais il est nécessaire qu'elle n'excède pas une certaine limite, si l'on veut pouvoir comparer plusieurs enregistrements successifs ; supposons en effet qu'avec une sensibilité de 100.000 eV par mil-

limètre de déviation, on observe des groupes de particules au voisinage de 3 MeV (impulsion de 30 mm.) ; la valeur absolue de l'énergie sera définie d'après notre calcul d'erreur précédent, à 120 ou 150.000 eV près ; or, si les maxima sont espacés, comme c'est le cas sur nos courbes, de 200.000 eV, il faudra un examen minutieux avant de comparer les graphiques provenant d'enregistrements différents, afin de bien identifier les maxima à faire correspondre.

De cette discussion il résulte que nous devons envisager, pour chaque point expérimental, la composition de deux fluctuations : l'une est la fluctuation statistique sur le nombre des transmutations, l'autre provient des erreurs commises dans la détermination de l'énergie. S'il existe des groupes de particules de résonance sensiblement monocinétiques, la distribution des énergies que l'on mesure effectivement, doit être symétrique par rapport à l'énergie moyenne réelle du groupe, puisque les causes principales d'erreurs (mesure des hauteurs et influence du souffle γ) sont, à part l'erreur personnelle de l'observateur, des causes fortuites, pouvant conduire avec la même probabilité à des écarts positifs ou négatifs (distribution de Gauss) ; l'abscisse moyenne de chaque maximum doit donc mesurer l'énergie réelle de chaque groupe de particules, même si le maximum est étalé, à condition bien entendu, que le nombre des transmutations enregistrées soit suffisant (quelques dizaines ou centaines, pour chaque point de la courbe).

La précision avec laquelle se trouve, de la sorte, définie l'énergie des groupes, est évidemment limitée par l'intervalle d'énergie plus ou moins grand, adopté dans les statistiques ($\Delta E_{\alpha+B}$) ; comme nous ne disposons de bandes enregistreuses que d'une seule largeur nous avons été contraints d'adapter la sensibilité globale du compteur à l'énergie des corpuscules à détecter ; l'intervalle $\Delta E_{\alpha+B}$ est donc plus grand pour les hautes énergies que pour les basses et par conséquent ce serait pour les particules les moins énergiques que la position des groupes les uns par rapport aux autres se trouverait le mieux définie. Mais, par contre, n'oublions pas que pour un même enregistrement l'erreur sur la mesure des impulsions est d'autant plus forte que l'énergie est plus réduite.

CHAPITRE III

Mesures et résultats

A. — Mesures.

Les courbes publiées proviennent de plusieurs séries d'enregistrements effectués avec le même compteur, mais dans des conditions expérimentales légèrement différentes ; cer-

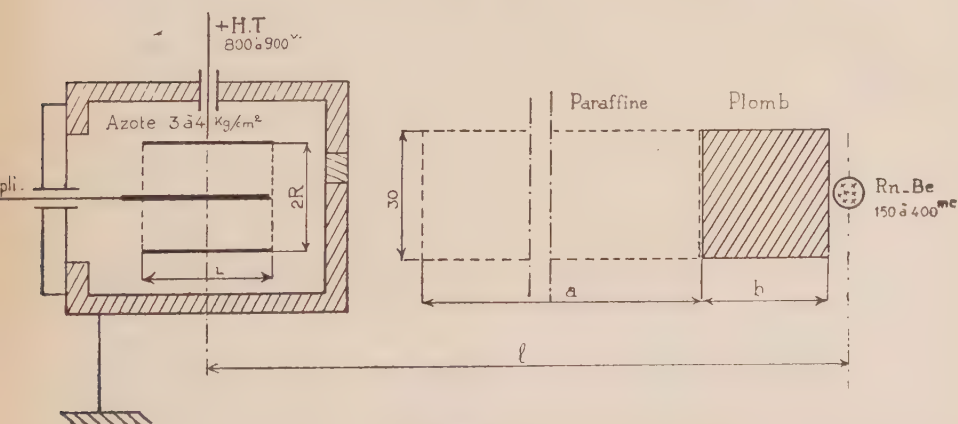


FIGURE 9.

tains ont été exécutés en interposant entre la source de neutrons et la chambre d'ionisation des épaisseurs variables de paraffine (0 à 10 cm.), d'autres sans paraffine, avec seulement l'épaisseur minimum de plomb nécessaire à atténuer le rayonnement γ ; à titre de contrôle d'autres séries de mesures ont été faites en interposant sur le parcours des neutrons une lame

de cadmium (0 mm. 5), ou bien en remplaçant l'azote dans la chambre par de l'hydrogène.

Le schéma de la fig. 9 reproduit le dispositif expérimental. Les blocs absorbants de plomb ou de paraffine étaient des cylindres de 30 mm. de diamètre placés sur un support léger. La source de neutrons située derrière le bloc de plomb était à une distance l de l'axe de la chambre, variant de 90 à 150 mm. ; suivant cette distance, l'épaisseur b de plomb variait de 20 à 100 mm. celle de paraffine : a , de 0 à 100 mm. Le cylindre des chambres d'ionisation avait un diamètre $2R$ de 22 à 25 mm., une longueur L de 30 à 35 mm. et la pression gazeuse était de 3 à 4 Kg/cm² d'azote suivant l'énergie des corpuscules de désintégration, et de 5 Kg/cm² d'hydrogène dans certains des enregistrements.

Les résultats exposés plus loin reposent sur les séries de mesures suivantes :

a) Dix enregistrements de 1 heure chacun, faits avec des écrans de paraffine différents ; sensibilité = 60.000 eV par mm. de déviation ; domaine énergétique exploré : $E_{\alpha+B} = 0,5$ à 1,8 MeV.

b) Trois enregistrements de 4 heures chacun, avec 3 épaisseurs différentes de paraffine : 0 — 1 et 4 cm. 5 ; sensibilité = 120.000 eV/mm. ; domaine d'énergie : 0,75 à 3,6 MeV.

c) Deux enregistrements témoins avec l'hydrogène à la place de l'azote, totalisant 12 heures de pose ; sensibilité moyenne = 30.000 eV/mm. ; domaine d'énergie : 0,3 à 1,5 MeV.

d) Trois enregistrements de 30 minutes chacun faits avec un écran de cadmium de 0 mm. 5, pour trois épaisseurs de paraffine : 0 — 1 — 2 cm., la chambre étant remplie d'azote ; sensibilité : 80.000 eV/mm. Domaine d'énergie : 0,7 à 1,7 MeV.

e) Quatre enregistrements totalisant 40 heures de pose, sans paraffine interposée ; sensibilité : 150 à 180.000 eV/mm. ; domaine d'énergie : 2,1 à 7 MeV.

L'intervalle adopté dans les statistiques ($E_{\alpha+B}$, $E_{\alpha+B} + \Delta E_{\alpha+B}$) est de 30.000 à 45.000 eV suivant les séries ; nous

rappelons que cet intervalle est nettement plus faible que ceux adoptés par d'autres auteurs, Wilhelmy en particulier, (150.000 eV entre points).

B. — Résultats.

1. — Nous reproduisons sur la figure 10 une courbe obtenue avec l'azote (série b) [16], donnant la statistique du nombre des

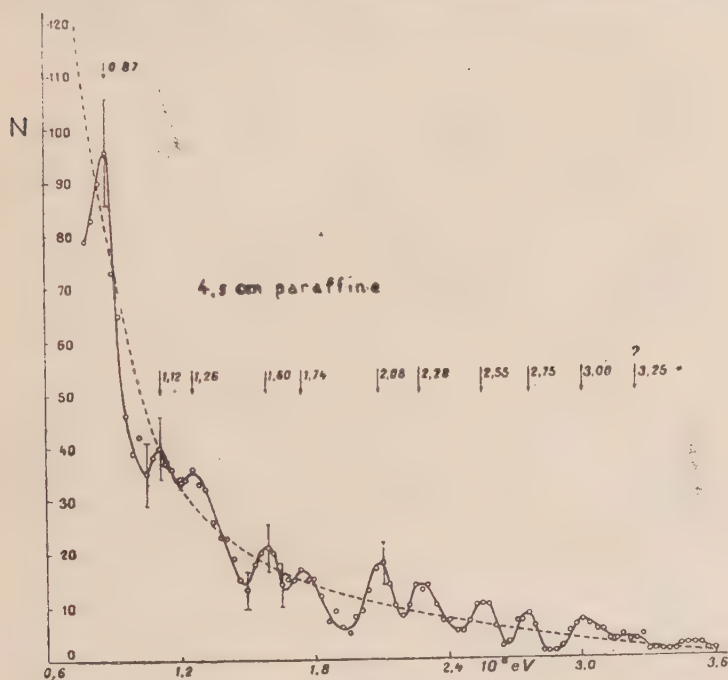


FIGURE 10.

particules dont l'énergie $E_{\alpha+B}$ est comprise entre 0,75 et 3,6 MeV, pour une épaisseur de paraffine interposée de 4 cm. 5. En gros cette courbe indique une décroissance moyenne très rapide (de moitié pour 0,4 MeV environ), mais la décroissance n'est pas régulière, la courbe présentant une succession de maxima et de minima dont les amplitudes dépassent les fluctuations prévisibles ; l'existence de ces maxi-

ma prouve que pour certaines énergies des neutrons incidents, le noyau d'azote présente une probabilité plus grande de dé-

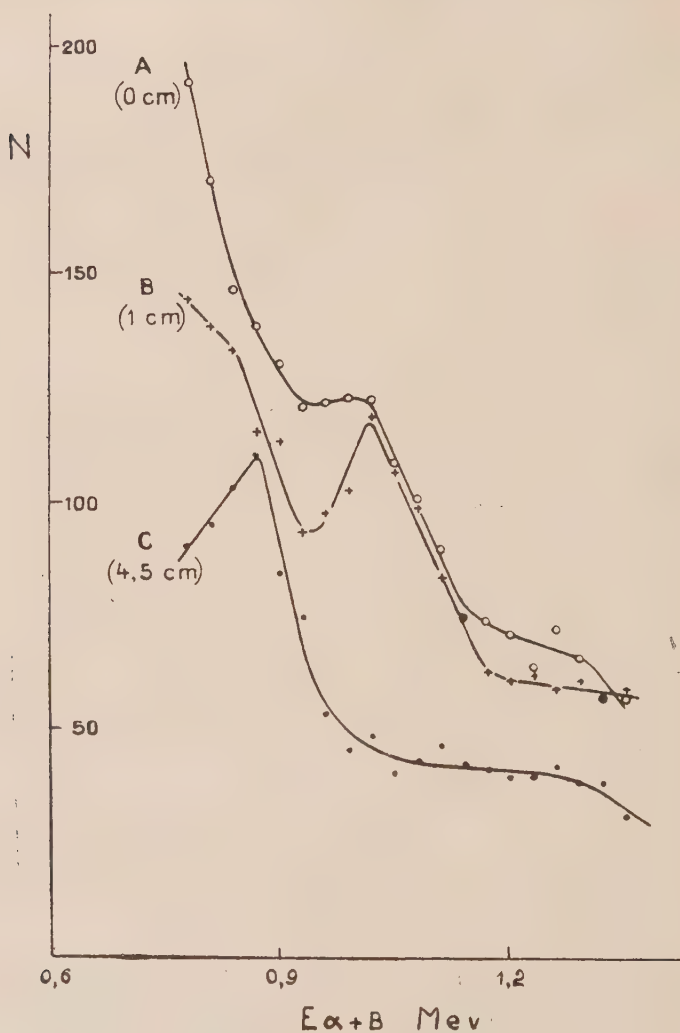


FIGURE 11.

sintégration. Nous constatons ainsi la présence de groupes nets à : 0,87 — 1,12 — 1,26 — 1,60 — 1,74 — 2,08 — 2,28 — 2,55 — 2,75 — (3,00) — (3,25) MeV ; à partir de 1,3 MeV

le nombre des désintégrations est faible, mais jusqu'à 3 MeV les maxima sont pourtant assez visibles.

2. — Si nous comparons entre elles, à ces mêmes énergies, les courbes obtenues dans chacun des enregistrements de la série b avec 0-1 ou 4 cm. 5 de paraffine, nous constatons qu'il y a identité de profil pour les énergies supérieures à 1,4 MeV environ, tandis que pour les énergies plus basses ($< 1,4$ MeV) la position des maxima semble être sous la dépendance de l'épaisseur de paraffine interposée.

a. — Les trois courbes de la fig. 11 [16] se rapportent à des énergies comprises entre 0,75 et 1,4 MeV ; la courbe A correspond à un enregistrement sans paraffine ; la courbe B avec 1 cm. ; la courbe C avec 4 cm. 5 (la courbe C est le début de la courbe de la figure 10) ; tous les maxima n'apparaissent pas simultanément à chaque épaisseur de paraffine, tel groupe visible pour une certaine épaisseur disparaît pour une autre :

α) En passant de zéro à 1 cm. de paraffine (de la courbe A à la courbe B) nous notons : diminution importante du nombre des particules dont l'énergie est comprise entre 0,75 et 1 MeV, au contraire diminution presque négligeable pour les énergies supérieures ; il s'en suit qu'un maximum très accentué apparaît pour $E_{\alpha+B} = 1,02$ MeV. Remarquons aussi une légère inflexion de la courbe B pour 0,85 MeV.

β) En passant de 1 à 4,5 cm. de paraffine (de B à C), diminution accrue du nombre des particules α d'énergie comprise entre 0,75 et 0,85 MeV, d'où l'apparition d'un maximum très net à 0,87 MeV ; le maximum précédent à 1,02 MeV, si net pour 1 cm. de paraffine, a complètement disparu.

b. — La figure 12 [16] donne la distribution du nombre de désintégrations des mêmes enregistrements, uniquement aux énergies supérieures à 1,4 MeV ; on constate dans ces conditions que, contrairement à ce qu'on observait dans le domaine des petites énergies, la position des maxima demeure

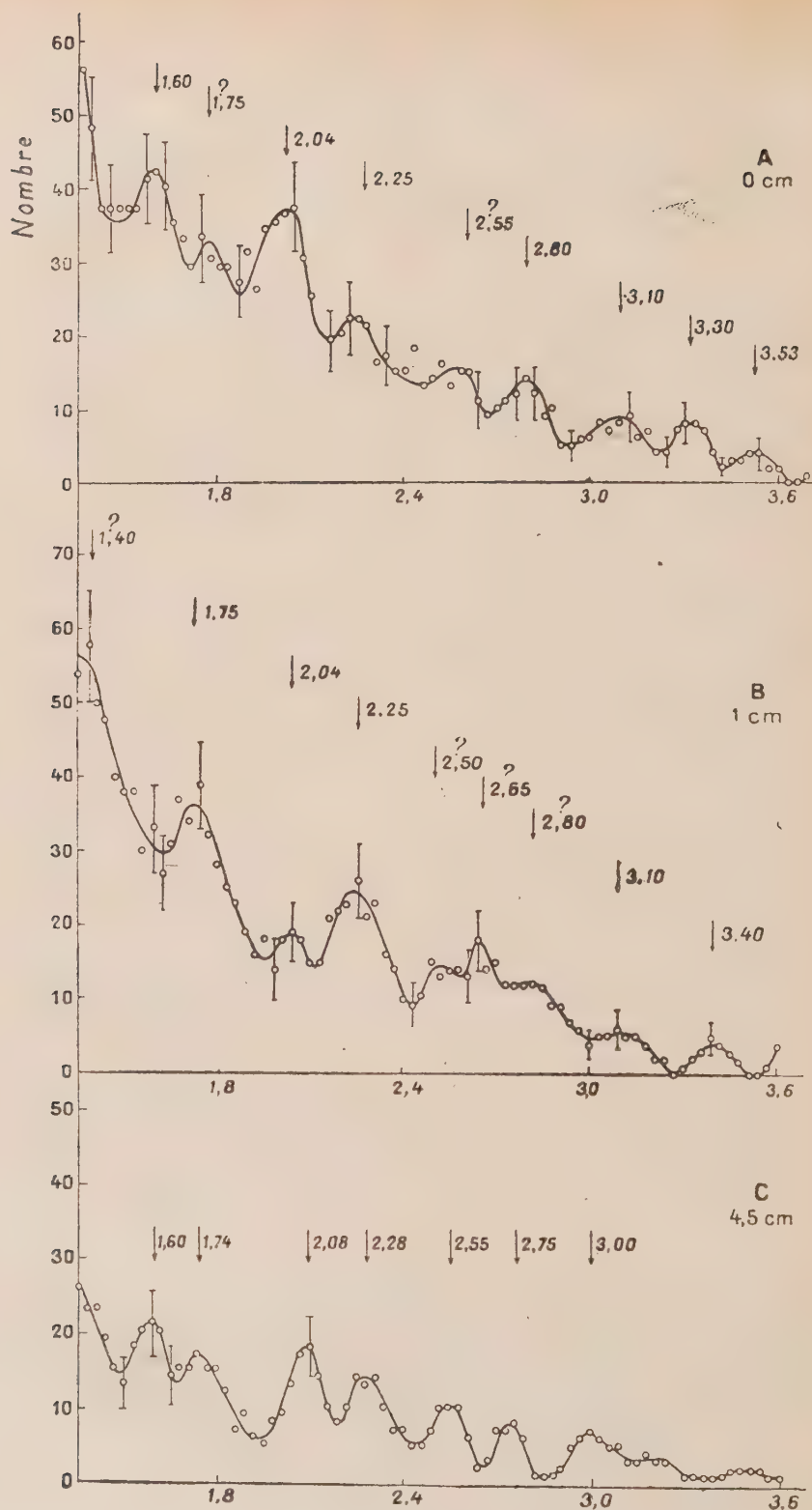


FIGURE 12. Energie Mev

la même quelle que soit l'épaisseur de paraffine présente (aux variations près de la sensibilité qui peuvent provoquer quelques légers décalages, surtout aux grandes énergies) ; tous les maxima apparaissent simultanément sur chaque courbe A, B ou C, bien que la hauteur relative puisse varier d'une courbe à l'autre. Exemple : le maximum à 1,60 MeV net sur les courbes A et C n'est pas distinct sur B ; le maximum 1,75 MeV net sur B, est faible sur A et C ; le maximum 2,05 MeV très net sur A et C est faible sur B ; le maximum 2,25 MeV est net sur les trois courbes, ainsi que les maxima 2,55 et 2,80 MeV ; la position des deux derniers est moins assurée : de 3 à 3,10 MeV pour l'un, de 3,30 à 3,40 pour l'autre, mais cela pourrait provenir du nombre relativement restreint de particules enregistrées dans ce domaine ; nous verrons plus loin la façon dont nous avons précisé ces deux groupes de particules grâce à d'autres enregistrements.

La constance de la position des maxima sur ces divers enregistrements nous a paru suffisante pour justifier l'établissement d'une courbe unique, représentant la somme des ordonnées des trois courbes précédentes, procédé qui a l'avantage de fournir des nombres plus élevés. Des pics apparaissent nettement sur la figure 13 à 1,60 — 1,75 — 2,05 — 2,25 — 2,55 et 2,75 MeV ; puis moins nettement à 3,05 et 3,30 MeV ; la position de chaque maximum est alors définie en moyenne à 0,02 — 0,05 MeV près. Sur la figure 13 pourtant, le maximum à 1,75 restait douteux ; l'examen d'autres enregistrements nous permet d'assurer son existence ; nous donnons à l'appui les courbes de la figure 14 ; la courbe supérieure représente la somme des deux autres ; une légère différence dans l'étalonnage de la sensibilité, entre ces enregistrements et les précédents, peut expliquer l'écart entre les positions 1,70 et 1,75. Sur la fig. 13 nous avons reporté à titre de comparaison les points expérimentaux de Wilhelmy : ils ne se situent pas exactement sur notre courbe (décroissance moins rapide chez Wilhelmy que chez nous), mais les maxima qu'ils indiquent correspondent bien, soit à l'un de nos maxima, soit à 1 groupe de 2 maxima rapprochés.

Les courbes A, B et C de la fig. 11 semblaient indiquer un

maximum mal défini entre 1,25 et 1,40 MeV ; sur notre première note [16] nous l'avons situé à 1,30 MeV. En examinant de plus près d'autres enregistrements (également avec 0-1 et

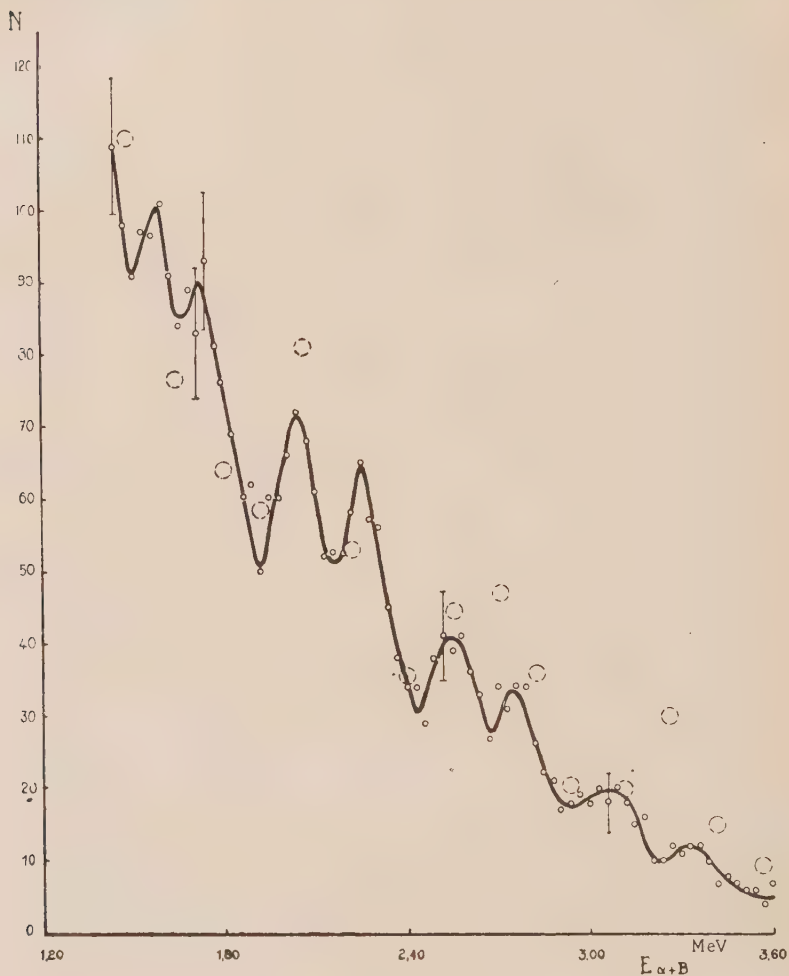


FIGURE 13.

4 cm. 5 de paraffine interposée) nous avons pu nous rendre compte d'un dédoublement de ce maximum en deux groupes voisins, l'un à 1,25 MeV, l'autre à 1,42 (fig. 15) ; le fait de trouver un groupe à 1,4 MeV environ est assez satisfaisant,

car cette valeur est en accord avec l'une de celles trouvées par Wilhelmy. Enfin la courbe de la figure 15, tout à fait indépendante pourtant de celles des figures 11 et 13, confirme l'existence de niveaux à 1,05 et 1,60 MeV environ.

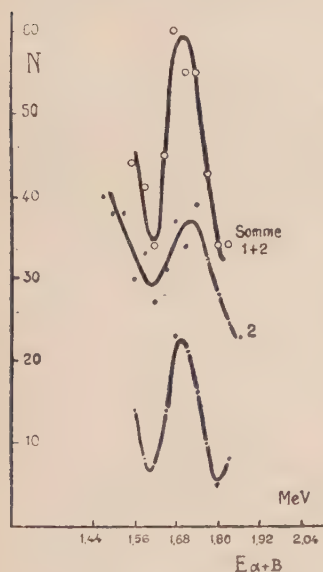


FIGURE 14.

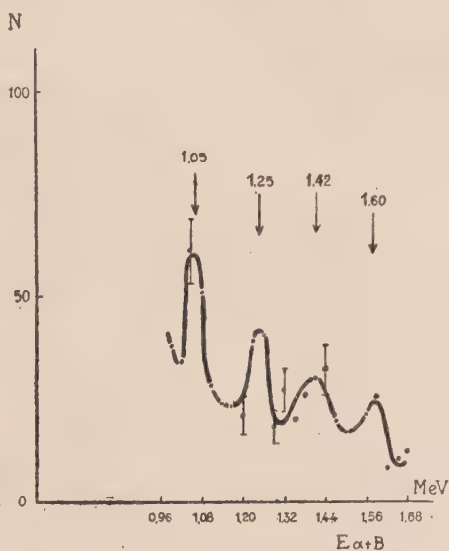


FIGURE 15.

3. — Nous avons étendu les statistiques relatives à de faibles énergies jusqu'à 0,5 MeV environ ; la courbe de la figure 16 [16] fait apparaître deux nouveaux groupes à 0,62 et 0,77 MeV, qu'il nous était impossible de discerner sur les enregistrements précédents. De plus cette nouvelle courbe confirme les niveaux déjà signalés, mais ici les valeurs : 0,92 — 1,06 — 1,26 sont systématiquement supérieures aux valeurs antérieurement données : 0,87 — 1,02 — 1,25, ce léger décalage provenant sans doute d'une légère variation de sensibilité d'une série de mesures à l'autre.

L'influence de l'épaisseur de paraffine sur l'amplitude des groupes de faible énergie, peut encore être mise en évidence pour les groupes les plus bas ; nous présentons sur les fig. 17 six courbes tracées dans les mêmes conditions, mais avec une

interposition d'épaisseurs variables de paraffine : 0 — 1 — 3 — 4,5 — 7 — 8,5 cm. ; on constate qu'en passant de 0 à 3 cm. de paraffine le maximum situé à 0,63 MeV ($0,63 \pm 0,02$) devient de plus en plus net par suite de la diminution considérable du nombre de particules dont l'énergie est inférieure

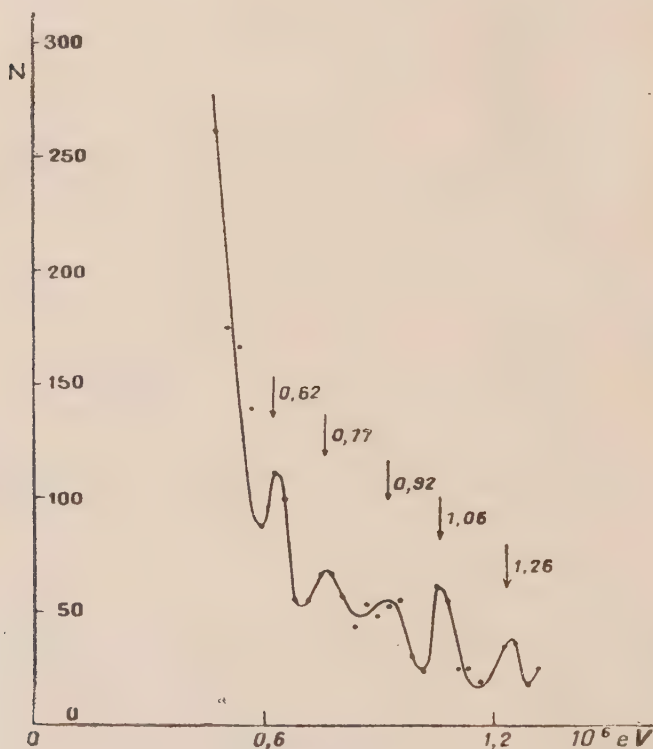
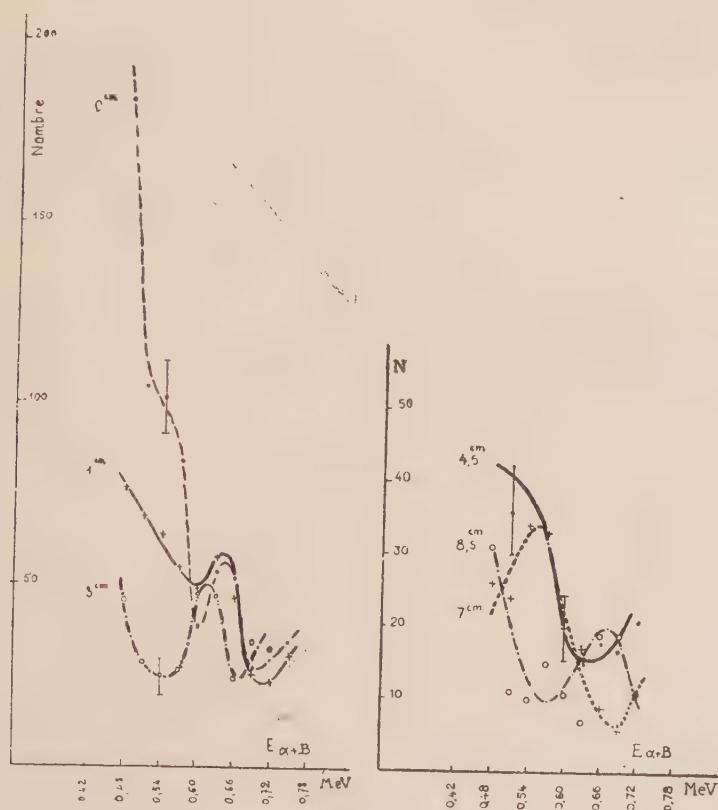


FIGURE 16.

à 0,60 ; notons que la courbe 0 cm. présente une inflexion à $E_{\alpha+B} = 0,55$ MeV, tandis que les deux courbes suivantes n'accusent aucune anomalie à cette valeur ; si l'on continue à augmenter l'épaisseur de paraffine : 4,5 cm., puis 7 cm., on voit le maximum 0,63 MeV si net précédemment, disparaître totalement, tandis qu'un nouveau maximum apparaît à 0,55 MeV, pour 7 cm. de paraffine — (même énergie que l'inflexion signalée avec 0 cm.) ; si l'épaisseur d'absorbant con-

tinue à croître, ce nouveau maximum disparaît et le groupe à 0,60 — 0,65 MeV réapparaît (8 cm. 5 de paraffine).

Il semble d'après ces résultats, que l'on pourrait dédoubler le groupe situé à 0,62 MeV sur la courbe de la figure 16; l'un des maxima serait à 0,55 MeV, l'autre à 0,65 MeV; pour



FIGURES 17.

affirmer ce résultat il nous faudrait pourtant procéder à de nouvelles mesures, et pour l'instant nous ne retiendrons qu'un seul maximum à 0,60 MeV.

4. — Nous donnons sur les deux courbes de la figure 18, à titre de comparaison, la statistique des énergies des pro-

tons projetés par suite de collisions élastiques, lorsqu'on remplace dans la chambre d'ionisation l'azote par de l'hydrogène (même source de neutrons Rn — Be) : la décroissance paraît

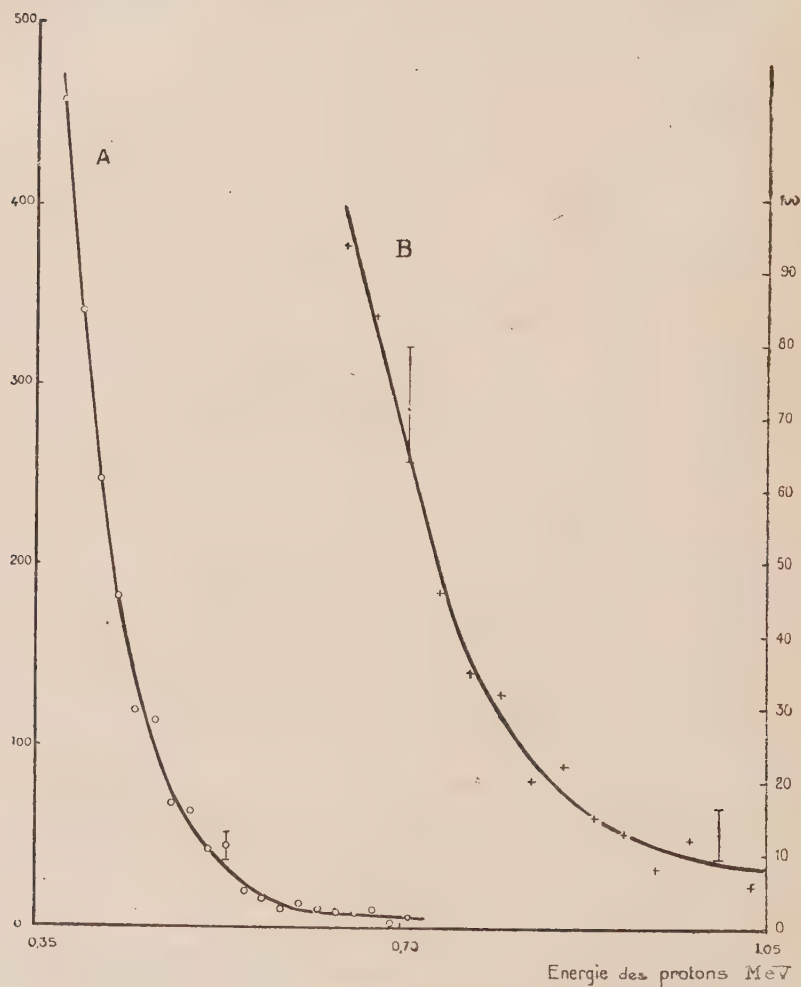


FIGURE 18.

régulière, sans accidents aussi notables que dans le cas de l'azote ; en effet, entre 0,4 et 1,1 MeV, nous n'observons aucun maximum dont l'amplitude dépasse les fluctuations, alors qu'avec l'azote nous en avons trouvé quatre, dans le même

domaine. Des mesures ont été faites également en interposant de la paraffine entre la source de neutrons et la chambre remplie d'hydrogène, mais quelle qu'en soit l'épaisseur, la décroissance demeure régulière.

5. — Il était nécessaire en outre de vérifier que l'apparition des maxima aux basses énergies n'était pas liée à la présence de neutrons lents traversant la chambre d'ionisation, en particulier lorsqu'on augmente l'épaisseur de paraffine ; il faut remarquer en effet que tous les enregistrements précédents ont été obtenus sans dispositif de filtration des neutrons lents, et que ces derniers atteignent librement la chambre à azote.

En interposant sur le faisceau neutronique une lame de cadmium de 0 mm. 5 d'épaisseur entre la paraffine et la chambre, nous avons obtenu les résultats suivants: des maxima apparaissent aussi bien aux faibles énergies qu'aux énergies moyennes:

— avec 0 cm. de paraffine, à 0,85 — 1,18 — 1,45 MeV ;

— avec 1 cm. de paraffine, à 0,85 — 1,20 — 1,40 — 1,70 — 2,05 MeV.

— avec 2 cm. de paraffine, à 0,85 — 1,00 — 1,20 — 1,42 — 1,55 — 1,75 — 2,00 MeV.

Nous reproduisons sur la figure 19, trois courbes: l'une correspond aux mesures sans interposition de paraffine, les deux autres donnent la somme des enregistrements faits avec 0 — 1 et 2 cm. Nous notons trois maxima nets à 0,85 — 1,18 — 1,42, et deux autres moins aigus à 1,00 et 1,60, alors qu'en l'absence de la lame de cadmium nous avons obtenu les maxima aux positions suivantes : 0,90 — 1,05 — 1,25 — 1,40 — et 1,55. Nous déduisons de ces résultats que l'apparition de maxima sur les courbes de désintégration de l'azote, est sans rapport avec le groupe de neutrons lents qu'arrête le cadmium ; il serait bon de répéter ces expériences avec d'autres filtres de neutrons lents, bore par exemple; nous rappelons pourtant que la transmutation de l'azote se faisant avec un

gain de masse, demande de la part du neutron incident, un apport d'énergie voisin de 400.000 eV ; nous ne faisons donc par nos mesures que confirmer cette prévision théorique.

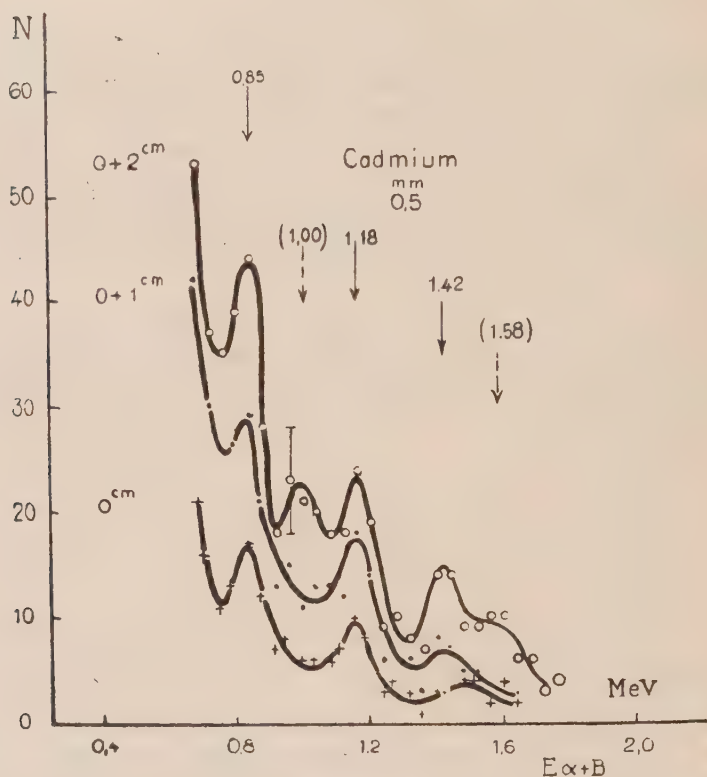


FIGURE 19.

6. — Les enregistrements que nous présentons maintenant sont le résultat d'un travail personnel plus récent, au cours duquel nous avons non pas seulement confirmé les résultats précédemment obtenus, mais bien plutôt étendu la recherche des groupes vers les énergies les plus élevées. Ce faisant nous avons dû résoudre plusieurs difficultés d'ordre technique — grande stabilité de la sensibilité du compteur, pollution très réduite de la chambre d'ionisation, en particulier — en vue d'obtenir des enregistrements dont la durée fût suffisamment

longue pour compenser la faible cadence des impulsions de grande énergie.

Ces enregistrements se rapportent aux particules de transmutation possédant de grandes énergies $E_{\alpha+B}$ variant de

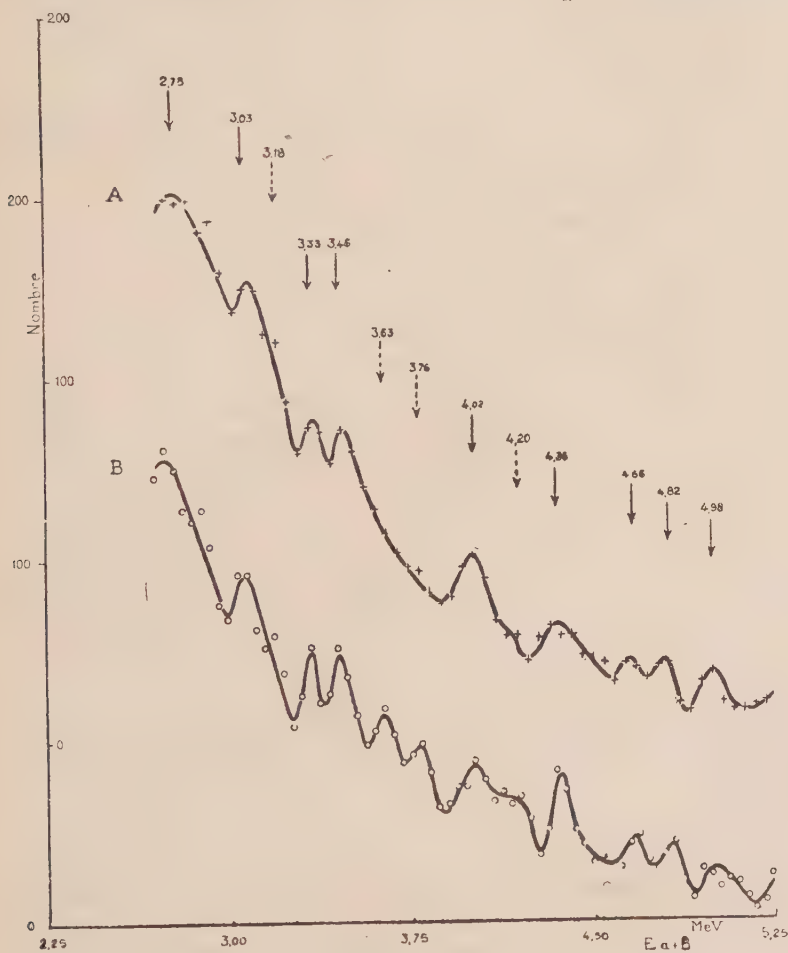


FIGURE 20.

2 à 7 MeV environ ; tous ont été effectués sans placer de paraffine entre la source de neutrons et la chambre à azote, puisque les mesures antérieures nous avaient montré que le phénomène de sélectivité en fonction de l'épaisseur de paraffine, n'appar-

raissait que pour les énergies inférieures à 1,5 MeV. D'une pose à l'autre le dispositif expérimental ne diffère que par l'épaisseur du filtre de plomb, suivant l'activité de la source employée.

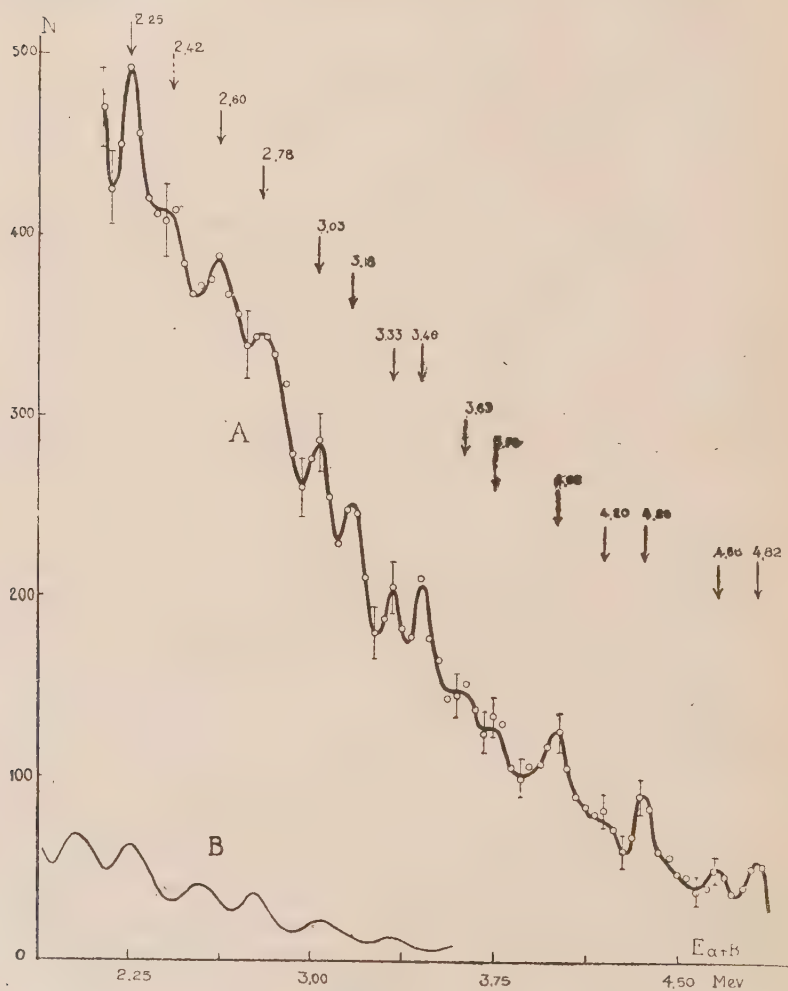


FIGURE 21.

Sur la figure 20 les courbes A et B résultent de deux enregistrements différents : l'un A, fait avec 9 cm. de plomb, durant huit heures de pose, avec une sensibilité de 150.000

eV/mm.; l'autre B, avec 5 cm. de plomb seulement (source moins intense), seize heures de pose et une sensibilité de 180.000 eV/mm.; le nombre total de désintégrations est sensiblement le même dans les deux cas, et la décroissance moyenne en fonction de l'énergie $E_{\alpha+B}$ présente une nette

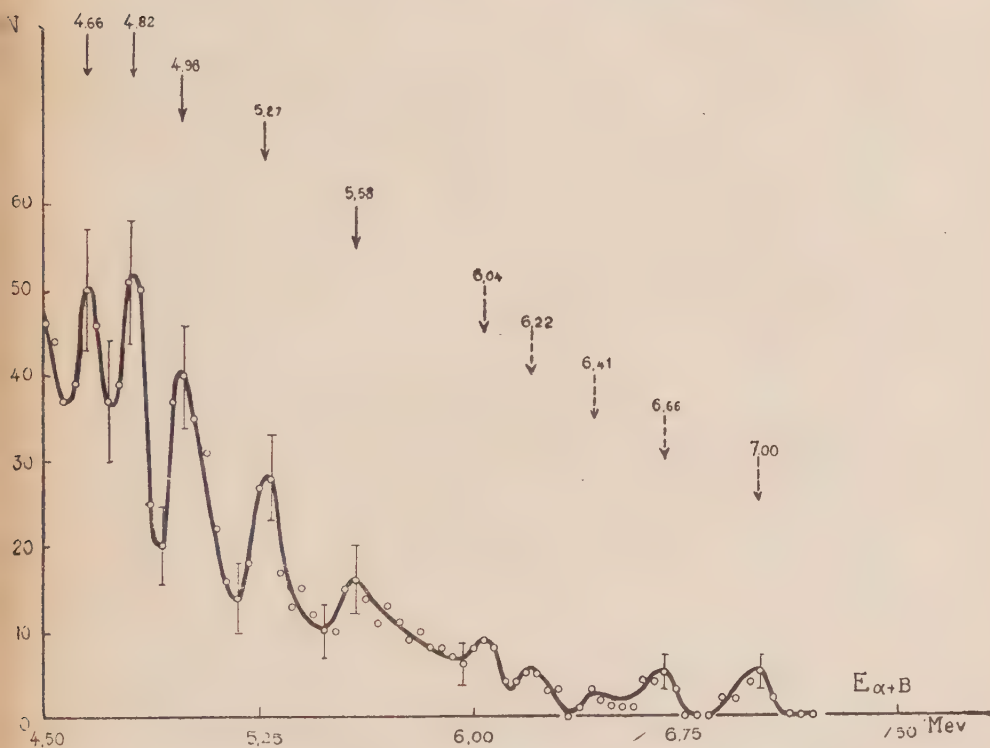


FIGURE 22.

identité d'allure ; de plus les maxima les plus nets de chaque courbe se correspondent parfaitement : $E_{\alpha+B} = 2,78 - 3,03 - 3,33 - 3,46 - 4,02 - 4,36 - 4,66 - 4,82 - 4,98$ Mev; d'autres moins nets à $3,18 - 3,63 - 3,76$ — et $4,20$ seront confirmés par la suite. Il est intéressant de remarquer que ces deux statistiques ont été établies en prenant un intervalle $\Delta E_{\alpha+B}$ différent (45.000 eV pour A — 37.500 eV pour B), correspondant à un classement par quart de millimètre de la hauteur des impulsions ; par le rapprochement des deux

courbes, nous nous mettons par conséquent à l'abri des erreurs personnelles de l'observateur, dont nous avons fait mention plus haut.

Les résultats concernant les groupes de grandes énergies reposent sur quatre enregistrements analogues à ceux que nous venons de présenter ; la constance de la position des maxima d'une courbe à l'autre nous a paru suffisante pour justifier là aussi l'établissement d'une courbe unique, représentant la somme des ordonnées des quatre graphiques ; c'est cette courbe que nous présentons sur la figure 21 (courbe A), pour le domaine d'énergie s'étendant de 2,1 à 4,9 MeV, et sur la figure 22 pour les énergies plus élevées, jusqu'à 7,2 MeV. La courbe B de la figure 21 est la reproduction, à l'échelle, de la partie terminale de la courbe de la figure 13 ; elle permet de constater que sur ces derniers enregistrements le nombre des transmutations enregistrées est, à énergie égale, environ dix fois plus grand que sur les précédents.

Les groupes marqués d'une flèche pointillée sont douteux : ou bien le nombre des transmutations est insuffisant, c'est le cas des maxima les plus élevés, ou bien comme pour le groupe à 2,42 MeV, le palier figuré à cette énergie sur la courbe A ne se reproduit pas systématiquement dans plusieurs enregistrements.

a. — Dans le domaine commun aux courbes A et B (entre 2,10 et 3,60 MeV) nous notons :

α) Confirmation des groupes : 2,25 — 2,55 — 2,75 MeV ; nouvelles valeurs : 2,25 — 2,60 et 2,78 MeV.

β) A 2,42 MeV la courbe A présente un accident net, mais son amplitude ne dépasse pas les fluctuations prévisibles ; si l'on considère en effet les courbes de la figure 23 se rapportant à trois enregistrements différents, nous voyons qu'il n'y a que la courbe B qui présente un maximum certain à cette énergie, tandis que la courbe C n'indique qu'un maximum très aplati, et que sur A aucune particularité n'apparaît. De cette constatation nous concluons à l'existence possible d'un groupe à 2,42 MeV, mais jusqu'à maintenant nous

estimons ne pas avoir de preuve expérimentale suffisante pour l'affirmer. Si ce maximum existe il correspond au groupe signalé par Szalay à 2,40 MeV, qui avait échappé à l'observation des autres auteurs.

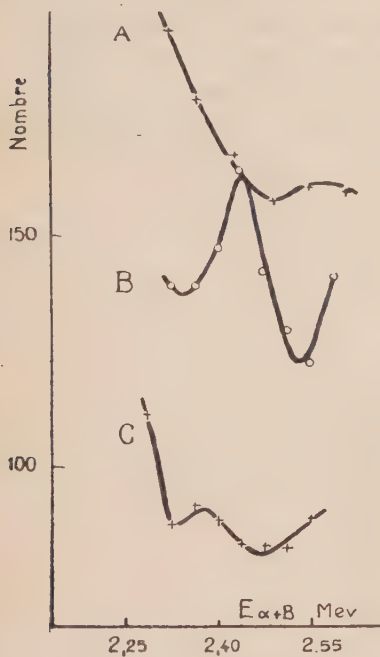


FIGURE 23.

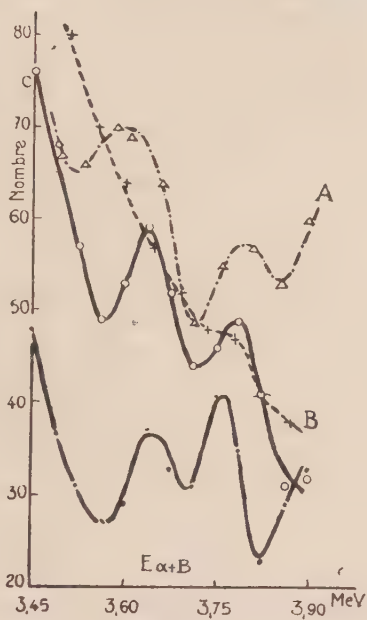


FIGURE 24.

γ) Les deux groupes précédemment situés à 3,05 et 3,30 MeV, mais dont les énergies se trouvaient mal définies par suite de leur étalement et du petit nombre de désintégrations, révèlent une structure : 3,03 et 3,18 pour l'un ; 3,33 et 3,46 pour l'autre.

b. — Au delà de 3,6 MeV les courbes des figures 21 et 22 indiquent des maxima nets à 4,02 — 4,36 — 4,66 — 4,82 — 4,98 — 5,27 et 5,58 MeV ; puis des maxima douteux à cause du nombre trop faible de transmutations, à : 6,04 — 6,22 — 6,41 — 6,66 et 7,00 MeV ; enfin trois maxima à première vue incertains, dont les amplitudes ne dépassent pas les limites statistiques prévisibles : 3,63 — 3,76 et 4,20 MeV.

Nous allons montrer que ces trois maxima ont pourtant une existence assez sûre, malgré leurs faibles amplitudes :

— sur la figure 24 nous donnons quatre courbes, extraites de quatre enregistrements indépendants, relatives à des particules dont les énergies sont comprises entre 3,45 et 3,90 MeV : les courbes A, C et D présentent des maxima certains à $3,63 \pm 0,02$ et à $3,77 \pm 0,02$; la courbe B n'indique aucune particularité pour la première de ces valeurs, et une simple bosse pour la seconde.

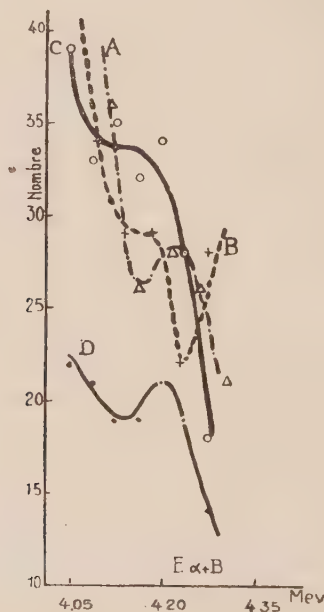


FIGURE 25.

— la figure 25 reproduit les portions de courbe des quatre mêmes enregistrements entre 4,05 et 4,30 MeV ; nous constatons qu'à l'énergie $4,20 \pm 0,03$ MeV le même accident se reproduit systématiquement sur chaque graphique, soit sous forme d'un simple palier (courbes B et C), soit sous l'aspect d'un léger maximum (courbes A et D).

c. — Parmi les groupes que nous avons signalés, certains ont une largeur sensiblement plus forte que les autres, par

exemple : 4,02 — 4,36 — 4,98 — 5,58 MeV, et l'on peut se demander s'ils ne révéleraient pas une structure comme ce fut le cas précédemment pour les groupes à 3,05 et 3,30 MeV. Les enregistrements que nous avons faits jusqu'ici ne permettent pas de le confirmer ; nous reproduisons à titre d'exemple, sur la figure 26, des courbes se rapportant au

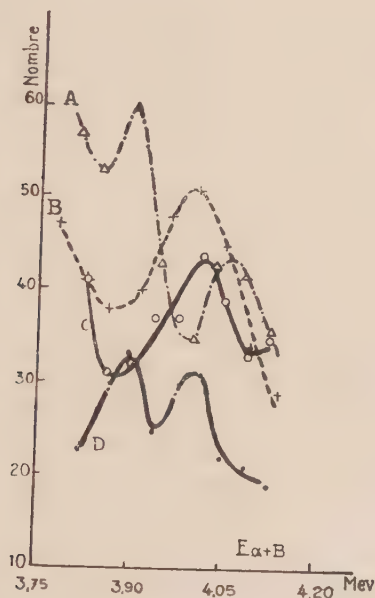


FIGURE 26.

groupe 4,02 MeV ; à première vue ce maximum spécialement large pourrait se dédoubler en 3,90 et 4,02 ; en réalité les courbes montrent que si le maximum à 4,02 se reproduit systématiquement (à 0,03 MeV près), on observe à 3,90 au contraire, tantôt un maximum (courbes A et D) tantôt un minimum (B et C). Remarquons d'ailleurs que pour ces énergies déjà élevées, l'abscisse d'un maximum n'est définie qu'à 50.000 ou 80.000 eV près environ, et qu'il serait illusoire avec ce pouvoir séparateur, de chercher à distinguer des maxima distants de 100.000 eV seulement.

7. — a. — En résumé nous avons mis en évidence entre 0,5 et 7 MeV, 32 groupes distincts de particules de transmutation, auxquels nous fixons les énergies suivantes : 0,60 — 0,75 — 0,90 — 1,05 — 1,25 — 1,40 — 1,60 — 1,75 — 2,05 — 2,25 — (2,42) — 2,60 — 2,78 — 3,03 — 3,18 — 3,33 — 3,46 — 3,63 — 3,76 — 4,02 — 4,20 — 4,36 — 4,66 — 4,82 — 4,98 — 5,27 — 5,58 — (6,04) — (6,22) — (6,41) — (6,66) — (7,00).

L'intervalle moyen entre groupes est de 200.000 eV ; leur répartition est sensiblement régulière d'un bout à l'autre du domaine étudié ; seuls les maxima situés aux très grandes énergies ($> 5,5$ MeV) semblent plus espacés, mais comme nous l'avons déjà dit, le nombre restreint des particules et le pouvoir de résolution médiocre dans cette région-là, ne permettent pas de préciser exactement le nombre ni la position des groupes ; nous avons déjà cru, lorsque nos mesures n'allaient pas au-delà de 3,6 MeV, que l'intervalle entre maxima augmentait régulièrement avec l'énergie ; or, des mesures ultérieures plus précises, en révélant le dédoublement de certains groupes, sont venues contredire cette constatation. Nous ne pouvons donc pas affirmer que nos mesures aient révélé tous les niveaux existant au-dessus de 5,5 MeV, et nous ne pouvons pas préciser la loi de variation exacte de leur densité en fonction de l'énergie, au-delà de cette limite.

b. — Par contre une remarque, que nous avons faite dans une note précédente, sur la façon dont on pourrait grouper les maxima deux par deux, semble garder sa valeur dans un domaine d'énergie plus étendu encore, jusqu'à 4 MeV ; en effet les figures 13 et 21 présentent une structure en doublets, entre 1,5 et 4 MeV, en désignant par doublet, un groupe de deux maxima consécutifs dont l'espacement est réduit par rapport à l'intervalle moyen, et qui ne présentent entre eux qu'une faible différence d'amplitude, vis-à-vis de celle qui existe entre deux maxima appartenant à des doublets différents. Si l'on se reporte aux figures 13 et 21, on peut, en faisant abstraction du

maximum douteux à 2,42 MeV les grouper de la façon suivante :

1,60 - 1,75	2,05 - 2,25	2,60 - 2,78	3,03 - 3,18	3,33 - 3,46	3,63 - 3,76
0,15	0,20	0,18	0,15	0,13	0,13
0,30	0,35	0,25	0,15	0,17	

Intervalle moyen entre maxima d'un même doublet : 0,16 MeV.

- Intervalle moyen entre doublets : 0,25 MeV.

Au-dessus de 4 MeV une telle disposition est beaucoup moins évidente.

c. — Si maintenant, au lieu de fixer notre attention sur la répartition régulière des maxima et des minima, nous ne considérons que les courbes de décroissance moyenne, nous constatons que dans tout le domaine étudié la décroissance du nombre des transmutations en fonction de l'énergie est très rapide. Comme tous nos enregistrements se raccordent entre eux par un intervalle commun d'énergie et qu'ils ont été établis avec des chambres d'ionisation de dimensions sensiblement identiques, nous avons pu tracer une courbe continue donnant la variation : $N = f(E)$, depuis 0,5 jusqu'à 7 Mev (figure 27, courbe A).

L'examen de ce graphique nous amène à faire tout d'abord deux remarques :

α) Le fait d'obtenir une décroissance importante quelle que soit l'énergie envisagée, suppose que le nombre des neutrons rapides provenant d'une source radon-béryllium, décroît quand leur énergie augmente ; cette remarque confirme le résultat que Dunning [20] avait obtenu en mesurant l'énergie de ces neutrons rapides à l'aide des protons projetés d'une substance hydrogénée, par chocs élastiques.

β) Mais la décroissance observée étant considérablement plus prononcée que sur la courbe de Dunning, nous devons en outre penser que pour l'azote l'efficacité d'un neutron rapide décroît quand sa vitesse augmente ; ce résultat est d'ail-

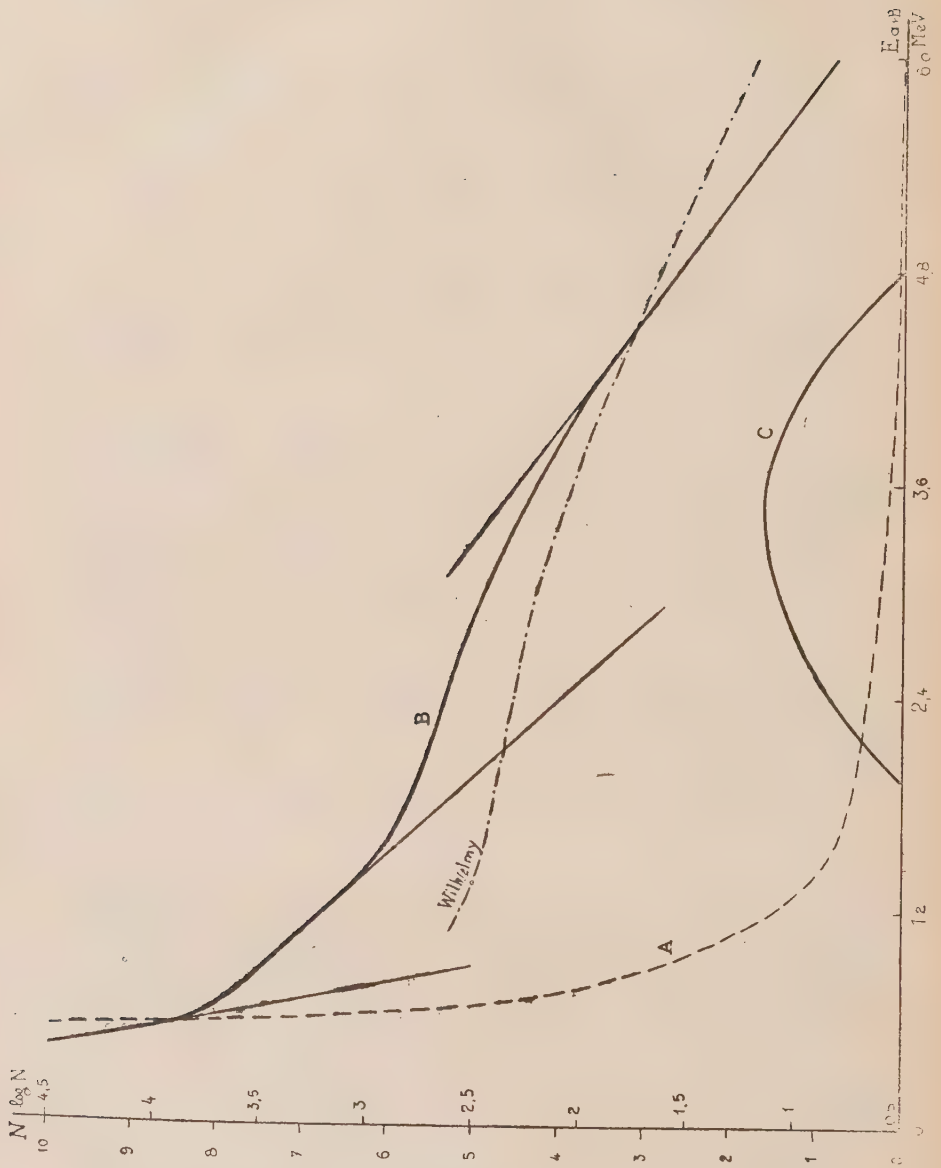


FIGURE 27.

leurs tout à fait conforme aux prévisions théoriques, qui envisagent une diminution importante de la section de capture du neutron, lorsque l'énergie d'excitation s'élève.

Pour obtenir des informations supplémentaires sur la loi de décroissance, nous avons tracé en B (figure 27) la courbe semi-logarithmique déduite de la courbe A : $\log N = f(E)$. Nous remarquons : 1°) de 0,4 à 0,6 Mev, une partie rectiligne indiquant une loi exponentielle du nombre en fonction de l'énergie ; 2°) de 0,6 à 1,4 MeV, une autre partie rectiligne correspondant également à une loi exponentielle, moins rapide que la précédente ; 3°) entre 1,4 et 4,5 MeV environ, la décroissance devient moins forte et la pente de la courbe passe par un minimum aux environs de 3 MeV ; 4°) la loi de décroissance redevient sensiblement exponentielle au-delà de 4,5 MeV.

Nous verrons au cours de la discussion (chapitre IV, pp. 78 et 79 que les diverses parties de cette courbe globale ne se rapportent peut-être pas à des groupes de particules de même nature, car nous devons nous attendre, en vertu de considérations théorique sérieuses, à n'enregistrer que des nombres très restreints de particules α , en-dessous de 1,5 MeV environ. Nous aurons ainsi à évaluer en fonction de l'énergie, la proportion que peuvent représenter dans le nombre total des corpuscules enregistrés, d'une part les particules α , d'autre part les noyaux d'azote diffusés, et éventuellement les protons provenant de la réaction nucléaire : $N^{14}_7 + n^1_0 \rightarrow C^{14}_6 + H^1_1$.

Dès maintenant nous pouvons remarquer, en nous plaçant à des énergies suffisamment élevées pour que le nombre des transmutations à particules α soit sûrement prépondérant, que la réaction (n, α) semble présenter un maximum de rendement au voisinage de $E_{\alpha+B} = 3$ MeV. Nous constatons d'ailleurs sur la figure 27 que la courbe de décroissance moyenne déduite des mesures de Wilhelmy, bien que ne présentant pas la même pente, conduit à la même conclusion. Nous rapprocherons ce résultat de celui qu'ont obtenu Bonner et Brubaker [3] en faisant la statistique en fonction de l'énergie, du nombre des transmutations de l'azote, obser-

vées à la chambre de Wilson. Ces auteurs obtenaient un maximum de rendement pour $E \cong 3,1$ MeV, où E est l'énergie mise en jeu dans la transmutation, calculée dans un système

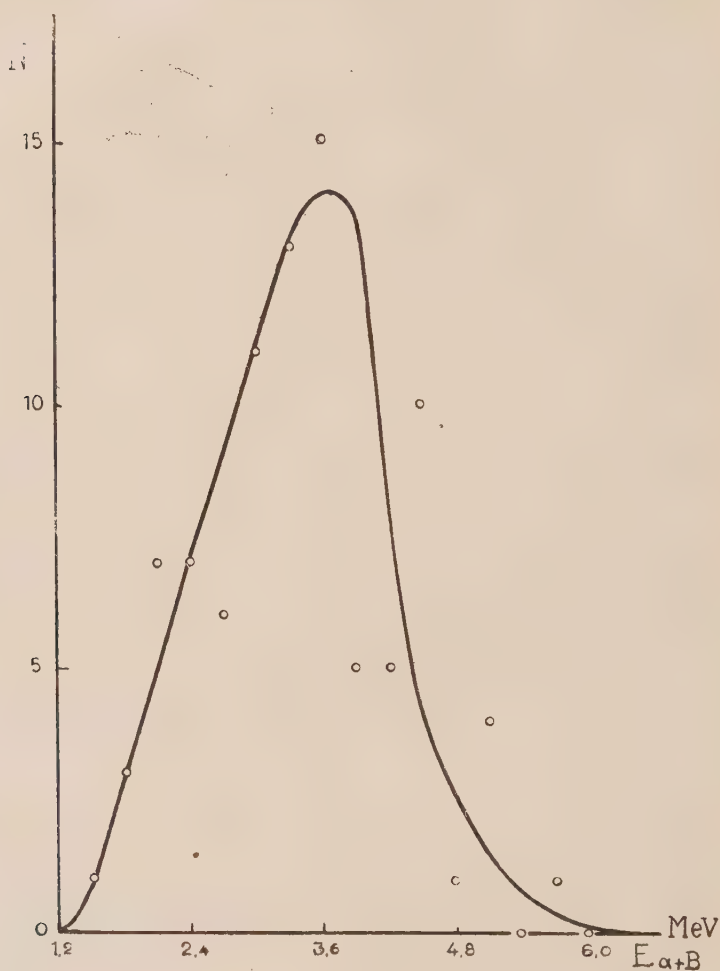


FIGURE 28.

où le centre de gravité serait au repos : $E = E_{\alpha+B} - En/15$; notons que leur statistique ne portait que sur quatre-vingt-dix clichés et que la source neutronique n'était pas de même nature que la nôtre ($\text{Be} + \text{H}^2_1$ et $\text{Li} + \text{H}^2_1$). Afin d'établir une

comparaison correcte des deux séries de mesure nous devrions transposer nos valeurs $E_{\alpha+B}$ dans le système adopté par Bonner et Brubaker, mais étant dans l'impossibilité de connaître avec précision l'énergie des neutrons incidents, nous avons alors refait les statistiques des auteurs précédents, en fonction, non plus des valeurs calculées E , mais des énergies E_{α} et E_B déduites directement des clichés photographiques ; nous en donnons le résultat sur la courbe de la figure 28. Le maximum de probabilité de la réaction (n, α) se situe alors à $E_{\alpha+B}=3,6$ MeV, au lieu de $E_{\alpha+B}=3$ MeV chez nous ; le décalage observé n'est pas considérable ; on peut l'admettre facilement si l'on songe que les sources de neutrons ne sont pas les mêmes dans les deux études, que la statistique de Bonner et Brubaker ne repose que sur un nombre restreint de clichés, et qu'en outre sur notre courbe le point d'inflexion est assez difficile à situer avec précision. Sur la figure 27 nous avons tracé en C la courbe semi-logarithmique déduite de celle de la figure 28.

Nous dirons enfin que Bonner et Brubaker n'ont observé, à la chambre de Wilson, aucune particule α de transmutation dont l'énergie fût inférieure à $E_{\alpha+B} = 1,5$ MeV ; nous apportons ce résultat à l'appui de l'hypothèse formulée plus haut, au sujet de la présence probable de protons parmi les particules enregistrées par le compteur proportionnel.

d. — Nos mesures ne se prêtent pas à la détermination précise de la section de choc de la transmutation (n, α) car le faisceau de neutrons a un spectre de vitesses encore très mal connu. Nous pouvons pourtant faire une estimation grossière du nombre de neutrons traversant par seconde la chambre d'ionisation, dont l'énergie soit comprise entre 2,6 et 3,0 MeV, de façon à pouvoir les comparer à ceux qu'utilisaient Baldinger et Huber [6] : admettons qu'une source radon-beryllium émette 20.000 neutrons par seconde de toutes énergies, par millicurie et dans un angle solide 4π , et que seulement un pour cent de ceux-ci ait l'énergie indiquée ; avec une source de 300 mc. et un angle solide moyen utile de $1/600$ de 4π environ nous obtenons une émission de 10^2 neutrons par seconde ;

l'un de nos enregistrements fait avec une chambre de 2 cm 5 de profondeur et 4 kg/cm² de pression, nous a fourni 3,10⁻² transmutation par seconde ; nous en déduisons : $\sigma \approx 4 \cdot 10^{-25}$ cm², soit environ le double de la valeur donnée par Baldinger et Huber. Notre résultat donne l'ordre de grandeur (à un facteur trois ou cinq près, peut-être) de la section moyenne, sur une bande d'énergie comprenant deux ou trois groupes d'énergie, tandis que la valeur des auteurs précédents n'intéresse qu'un domaine bien plus étroit, d'une largeur comparable à celle d'un seul de nos groupes.

CHAPITRE IV

Interprétation des résultats et Discussion

Nous avons démontré l'existence de trente-deux groupes de particules dont les énergies correspondent à des maxima de rendement pour la transmutation de l'azote ; nous pouvons les considérer comme des groupes de particules α de résonance, provenant de l'excitation des niveaux du noyau intermédiaire N^{15} — telle est l'interprétation donnée par Wilhelmy pour les cinq maxima qu'il avait mis en évidence, dans un domaine d'énergie comparable au nôtre (1 à 6 MeV environ). La question se pose pourtant de savoir si tous les groupes que nous mesurons ont la même origine, c'est-à-dire s'ils correspondent effectivement à des corpuscules de nature identique, résultant de la même réaction nucléaire, et doués seulement d'énergies de sortie différentes ; faut-il au contraire envisager, étant donné l'influence particulière de la paraffine interposée, de fournir à ces groupes une interprétation différente, suivant que leur énergie est inférieure ou supérieure à 1,4 MeV environ ?

1. — Comparaison entre nos résultats et ceux obtenus par d'autres auteurs.

Avant de rechercher la nature et l'origine des particules de résonance que nous avons trouvées, nous allons comparer nos résultats à ceux que l'on peut déduire de travaux analogues effectués par différents chercheurs. Parmi eux, Wilhelmy, puis Ortnier et Protiwinsky ont comme nous, obtenu des informations de l'enregistrement des particules provenant de l'explosion de l'azote — réaction (n, α) , d'autres comme Maurer et Szalay ont étudié les effets de résonance dûs à l'entrée de particules α dans du bore, au cours de la réaction inverse (α, n) — ces deux réactions conduisant à la formation du même noyau intermédiaire N^{15} . *

Remarquons d'abord que les niveaux que nous donnons sont beaucoup plus nombreux que ceux qu'obtinrent les auteurs précédents : Wilhelmy et Maurer trouvaient un intervalle moyen entre niveaux de 500.000 à 600.000 eV — Ortnier et Protiwinsky de même — au lieu de 200.000 eV chez nous. Cette différence résulte vraisemblablement d'un meilleur pouvoir séparateur de notre compteur de particules, qui nous a permis d'atteindre une assez grande précision (50.000 eV en moyenne) dans la détermination des énergies de résonance ; (voir à titre de comparaison l'espacement des points expérimentaux de Wilhelmy sur la courbe de la figure 13). Par contre notre résultat vient d'être confirmé récemment par Hansen [18] qui, au cours de la réaction (n, α) , a mis en évidence, à l'aide d'une chambre d'ionisation, de nombreux niveaux de résonance distants de 0,2 MeV. Il est très important de remarquer que cet auteur a obtenu des résultats comparables aux nôtres en employant une source neutronique tout à fait différente : deutérons accélérés dans un cyclotron et tombant sur une cible de béryllium ou de lithium.

a. — Nous ignorons la précision des mesures de Ortnier et Protiwinsky, en particulier le pouvoir séparateur du compteur proportionnel qu'ils ont utilisé, car la publication que

nous avons pu consulter [15] n'apporte que des résultats numériques, sans courbe à l'appui. Afin de comparer leurs résultats aux nôtres nous avons tenu compte du fait que dans l'étalonnage de leur compteur, ils ont adopté comme énergie de formation d'une paire d'ions dans l'azote : 33 eV au lieu de 35 eV chez nous ; le tableau suivant donne les valeurs ainsi corrigées et parmi les nôtres celles qui semblent leur correspondre :

E_1 MeV = Energies publiées par Ortnner et Protiwinsky (33 eV).

E_2 = Energies corrigées (35 eV).

e = Energies correspondantes, extraites de nos mesures.

E_1	E_2	e
1,17	1,24	1,25
1,65	1,75	1,75
2,14	2,27	2,25
2,51	2,67	2,60
3,00	3,18	3,18
3,70	3,93	4,02 (?)
4,03	4,28	4,20
4,70	4,98	4,98
5,11	5,42	(?)
6,04	6,40	6,41
6,50	6,90	7,00 (?)
6,81	7,22	(?)

b. — Sur le schéma de la figure 29 nous rapprochons nos valeurs de celles de Wilhelmy et de Maurer, dans le domaine commun d'énergie : 1 à 5 MeV. Nous avons été obligé pour cela de transporter les valeurs des énergies de résonance E_α obtenues par Maurer (réaction : $\alpha + B^{11} \rightarrow N^{13}$) dans le système qui correspond au processus inverse

(réaction $n + N^{14} \rightarrow N^{15}$) ; la formule suivante permet d'opérer facilement cette transposition :

$$E_{\alpha+B} = 1/14 (11 E_{\alpha} - Q) \quad Q = - 0,35 \text{ eV}$$

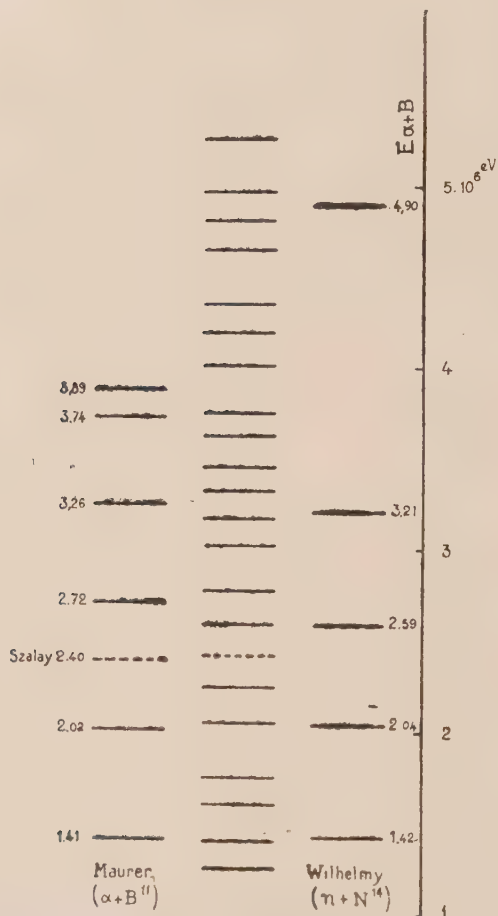


FIGURE 29.

Les groupes expérimentaux de Maurer se situent alors à $E_{\alpha+B} = 1,41 - 2,02 - 2,72 - 3,26 - 3,74 - 3,89$ MeV. Nous rappelons les valeurs de Wilhelm : $E_{\alpha+B} = 1,42 - 2,04 - 2,59 - 3,21 - 4,9$ MeV.

α) Les résultats de Maurer et de Wilhelmy s'accordent bien entre eux dans deux cas, pour les groupes : 1,41 — 1,42 et 2,02 — 2,04 MeV ; dans les deux autres cas les mesures accusent une différence appréciable : 3,26 — 3,21 et surtout 2,72 et 2,59 MeV. Nos mesures confirment bien les deux premiers niveaux : 1,40 et 2,05 MeV ; elles expliquent en outre le désaccord au sujet des deux autres, en admettant que chacune de leurs valeurs corresponde chez nous à un niveau différent : nous avons en effet trouvé, d'une part deux niveaux assez rapprochés à 3,18 et 3,33, qui pourraient correspondre respectivement à 3,21 (Wilhelmy) et à 3,26 (Maurer), et d'autre part deux niveaux à 2,60 et 2,78, qui concorderaient avec 2,59 (Wilhelmy) et 2,72 (Maurer). Du premier des deux niveaux : 3,74 et 3,89 signalés par Maurer, mais non confirmés par Wilhelmy, nous pouvons rapprocher notre valeur : 3,76 ; mais le second ne correspond chez nous qu'à un maximum très atténué que nous n'avons pas retenu (figure 26).

β) Sur le schéma de la figure 29 nous avons figuré le niveau douteux à 2,42 MeV, parce qu'il confirmerait une des valeurs données par Szalay (réaction : $\alpha + B^{11} \rightarrow N^{15}$) : cet auteur a observé en effet une résonance correspondant à l'entrée de particules α d'énergie égale à 3,02 MeV, qui transposée dans notre système, donne $E_{\alpha+B} = 2,40$ MeV. Nous rappelons que ce groupe de résonance, primitivement trouvé par Maurer, avait été attribué par lui à la transmutation de l'isotope B^{10} .

2. — Etats d'excitation du noyau résiduel de bore.

Le fait de trouver les mêmes valeurs des énergies de résonance dans deux réactions inverses (n, α) et (α, n), prouve que lorsque l'un des niveaux se trouve excité sous l'action d'un neutron (processus direct), le noyau résiduel B^{11} doit être émis à son état fondamental ; il nous semble donc logique d'admettre que six de nos valeurs, qui se retrouvent dans la réaction inverse, correspondent sûrement à des niveaux de

résonance du noyau compound N^{15}_7 — soit : 1,40 — 2,05 — (2,42) — 2,78 — 3,33 et 3,76 MeV ; mais nous ne pouvons pas conclure de là que tous les groupes observés correspondent nécessairement à des niveaux nucléaires. Le fait que Maurer ou Wilhelmy ne trouvent que cinq ou six niveaux dans un domaine d'énergie où nous en trouvons une vingtaine, provient probablement, comme nous l'avons dit, du plus grand pouvoir séparateur de notre dispositif de mesures, ce qui augmente la possibilité de déceler des niveaux serrés ; mais peut-être aussi de ce que certaines de nos valeurs ne correspondent pas à des niveaux de résonance, mais à des groupes de transition, laissant le noyau de bore excité à l'un des niveaux actuellement connus : 2,2 — 4,5 et 6,8 MeV. Cette hypothèse n'est pas invraisemblable car Kurie, puis Bonner et Brubaker ont observé fréquemment, à la chambre de Wilson, des pertes d'énergie très importantes, lors de la capture du neutron par l'azote. De leur côté Örtner et Protiwinsky estiment que sur douze groupes de particules observés, quatre seulement sont des groupes de résonance et les huit autres des groupes de transition ; ils ont été conduits à cette conclusion, en remarquant qu'il existe des différences à peu près constantes, entre les énergies des quatre groupes les plus élevés et celles des huit autres :

6,81 — 4,70 = 2,21	6,81 — 2,51 = 4,30
6,50 — 4,03 = 2,47	6,50 — 2,14 = 4,36
.....etc.....	etc.....
moyenne = 2,25	moyenne = 4,25

Les valeurs moyennes obtenues sont en effet à rapprocher des énergies des niveaux d'excitation de B^{11} — 2,2 et 4,5 MeV données par Cockroft et Walton [24] — ou 2,14 et 4,43 MeV déduites de la réaction $(B^{10}, d \rightarrow B^{11}, p)$ — (Bethe [25]). Selon cette interprétation, les énergies $E_{\alpha+B}$ les plus basses doivent correspondre à l'énergie d'un niveau de résonance du noyau N^{15} , diminuée de l'énergie d'un niveau d'excitation de B^{11} .

Nos mesures ne peuvent pas apporter d'appui précis à cette hypothèse, car nous devons remarquer que l'intervalle moyen entre groupes $E_{\alpha+B}$ est chez nous, du même ordre de grandeur que la précision avec laquelle Ortnér et Protivinsky ont défini les niveaux du bore — (200.000 à 300.000 eV près). Si nous fixons en effet une valeur constante, représentant par exemple l'un des niveaux d'excitation de B^{11} , il est possible dans nos mesures, de faire correspondre à une série de maxima de forte énergie, une série de maxima d'énergie moindre, qui représenteraient alors les groupes de transition ; mais en vertu de la remarque précédente, cette opération reste valable quelle que soit la valeur constante adoptée.

Nos statistiques ne fournissent donc aucune preuve directe de l'existence de groupes de transition ; tout au plus peut-on remarquer qu'il existe sur nos courbes une forte proportion de particules de faible énergie, ce que l'on pourrait expliquer en supposant que l'énergie d'un neutron très rapide ne se concentre que partiellement sur la particule α émise, et que dans beaucoup de cas le noyau de bore reste excité. Seule une étude délicate du spectre de rayons γ pourrait nous renseigner sur les états d'excitation de B^{11} , mais jusqu'à ce jour notre dispositif expérimental ne s'est pas prêté à l'observation simultanée des deux phénomènes (corpuscules et rayonnement).

Nous n'excluons pourtant pas la possibilité d'un tel processus, car du point de vue théorique [25] l'excitation des noyaux résiduels de bore est assez probable : dans tout processus nucléaire en effet, la probabilité pour qu'une particule émise transporte la totalité de l'énergie disponible décroît lorsque cette énergie augmente ; c'est ainsi que le groupe de protons les plus rapides, que l'on obtient dans la réaction : $Na^{23} + \alpha \rightarrow Mg^{26} + H^1$, s'observe avec les particules α du polonium ($E \cong 5,3$ MeV), et ne s'observe plus avec les particules α plus rapides du radium C' ($E \cong 7,7$ MeV). Lorsque la particule émise est chargée — ce qui est le cas dans l'explosion de l'azote — il y a superposition de cet effet et de la pénétrabilité de la barrière de potentiel, qui elle, croît quand

l'énergie disponible augmente ; nous devons donc nous attendre à obtenir un maximum de rendement de la transmutation de l'azote pour une énergie voisine de celle de la barrière de Gamow (environ 4 MeV pour B^{11}). Nous pouvons rapprocher cette prévision théorique des informations données, soit par la courbe de Bonner et Brubaker, soit par notre courbe de décroissance $N = f(E_{\alpha+B})$ (pages 64 et 66) qui situent le maximum de rendement de la transmutation à une valeur comprise entre 3 et 3,6 MeV.

3. — Interprétation des groupes de faible énergie.

Nous nous heurtons à une nouvelle difficulté quand nous voulons interpréter les maxima de basse énergie (0,5 à 1,4 MeV), c'est-à-dire ceux dont l'amplitude dépend de l'épaisseur de paraffine interposée sur le trajet des neutrons ; quel que soit en effet le processus nucléaire d'expulsion (avec ou sans excitation du noyau résiduel), une particule α doit posséder une énergie propre, qui la rende capable de franchir la barrière de potentiel du bore ; or le docteur G. Beck à qui nous devons cette remarque, a montré [16] (note annexe) que pour des énergies E inférieures à 1,5 MeV la pénétrabilité de la barrière de Gamow est très faible, et que par conséquent les particules α ne peuvent constituer qu'une très faible fraction des groupes de basse énergie. Le facteur de transparence T , par lequel la probabilité de l'émission est réduite, est donné par la formule de Gamow :

$$T = e^{-\frac{8\pi Ze^2}{h\nu} (2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0)}$$

avec :

$$\cos \varphi_0 = \sqrt{\frac{r_0 E}{2Ze^2}}$$

Z : nombre atomique ($Z = 5$ pour le bore).

v : vitesse relative de la particule α .

r : rayon nucléaire (compris entre 4 et $5 \cdot 10^{13}$ cm. pour le bore).

Les valeurs suivantes, obtenues pour T , justifient la remarque précédente :

$$\begin{array}{lll} r_0 = 4 & & r_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm.} \\ E = 1 \text{ MeV} & T = 1/600 & T = 1/200 \\ E = 1,5 \text{ MeV} & T = 1/30 & T = 1/10 \end{array}$$

Rappelons d'ailleurs que Bonner et Brubaker, sur quatre-vingt-dix clichés de transmutation, n'ont observé aucune libération d'énergie $E_{\alpha+B}$ inférieure à 1,50 MeV.

Cette remarque constitue donc un nouvel argument en faveur du classement des groupes observés en deux catégories distinctes : ceux dont l'énergie est inférieure à 1,4 MeV, qui subissent l'influence de la paraffine, et ceux dont l'énergie excède ou égale cette valeur ⁽¹⁾.

Pour comprendre néanmoins l'apparition des groupes de basse énergie, nous pouvons supposer que les particules qui les constituent ne sont plus des α , mais des protons provenant de la réaction : $N^{14}_7 + n^1_0 \rightarrow N^{15}_7 \rightarrow C^{14}_6 + H^1_1$; pour ceux-ci en effet la transparence de la barrière de potentiel est, à énergie égale, très supérieure à celle des particules α . Les groupes observés à : 0,60 — 0,75 — 0,90 — 1,05 — 1,25 MeV correspondraient alors à des niveaux de résonance du compound N^{15} , pour lesquels la probabilité d'émission d'un proton serait considérablement plus élevée que la probabilité d'émission d'un noyau d'hélium — ($\Gamma_p \gg \Gamma_\alpha$) ; aux énergies plus élevées ce serait le contraire : les mesures de Baldinger et Huber nous ont en effet appris que pour des neutrons dont l'énergie est sensiblement égale à 2,8 MeV, la section de choc

(1) Nous excluons le groupe 1,4 MeV de la catégorie « basse énergie », car MAURER a montré qu'à cette énergie existait un niveau de résonance correspondant à l'entrée des particules α , (processus inverse (α, n)).

de la réaction (n, α) est quatre fois supérieure à celle de la réaction (n, p) .

Si les résonances observées aux basses énergies correspondent effectivement à l'expulsion de protons, les neutrons qui les déterminent doivent avoir une énergie sensiblement plus faible que s'il s'agissait de particules α (en supposant dans les deux cas, la même excitation du noyau résiduel) ; le bilan énergétique de la réaction (n, p) est en effet positif : $Q_p = + 0,6$ MeV ; celui de la réaction (n, α) , négatif : $Q = - 0,35$ MeV. Ceci revient à dire que si le groupe le plus bas : $E = 0,6$ MeV comprend des protons, les neutrons responsables de la transmutation sont alors des neutrons lents, et ceux qui correspondraient aux résonances suivantes auraient des énergies de quelques centaines de milliers de volts seulement.

Aux arguments déjà invoqués en faveur d'une interprétation particulière à donner aux groupes inférieurs ajoutons-en un autre : la courbe générale de décroissance (figure 27) présente, nous l'avons vu, une loi de variation $N = f(E)$ différente, entre 0,6 et 1,4 MeV, de celle qui apparaît au-dessus de 1,4 MeV. On pourrait envisager alors que la courbe soit le résultat de la superposition de deux fonctions : la première correspondrait à une décroissance sensiblement exponentielle du nombre des protons en fonction de l'énergie, la seconde à la variation du nombre des particules α , avec un maximum de rendement aux environs de 3 MeV. — (fonction croissante depuis 1,5 environ jusqu'à 3 MeV ; décroissante ensuite).

Aux énergies plus basses encore (0,4 à 0,6 MeV) la loi de décroissance est également exponentielle, mais plus rapide que dans la portion suivante ; elle suggère alors la présence d'un troisième groupe de particules qui ne seraient ni des protons, ni des α ; nous proposons de l'attribuer aux noyaux d'azote qui ont subi des chocs élastiques de la part des neutrons. Il doit se former en effet, dans la chambre d'ionisation, un nombre important de ces noyaux de recul, puisque Feather avait déduit de ses observations à la chambre de Wilson, qu'il se produisait environ trois chocs élastiques, pour un

choc suivi de transmutation ; d'autre part l'énergie transmise à ces noyaux doit demeurer faible par rapport à celle des autres corpuscules, puisque l'énergie maximum qu'un noyau d'azote peut acquérir sous l'action d'un neutron d'énergie E_0 , est $E \cong 1/4 E_0$ — (Note 1, page 12).

Nous n'avons pas pu jusqu'à présent fournir de preuve expérimentale certaine à l'existence prépondérante des protons, en-dessous de 1,4 MeV ⁽¹⁾ ; si pourtant cette hypothèse était exacte, nous devrions nous attendre à en enregistrer également, mais en proportion moindre, au-dessus de 1,4 MeV. Des protons d'énergie assez élevée ont en effet déjà été observés par plusieurs auteurs : Baldinger et Huber ont pu mesurer la section de choc de la réaction (n, p) avec des neutrons de 2,8 MeV ; Bonner et Brubaker de leur côté ont observé des couples de particules (proton + noyau résiduel) dont l'énergie était supérieure à 2,3 MeV. Nous pourrions donc imputer les groupes observés entre 1,4 et 4 ou 5 MeV aussi bien à la réaction à protons qu'à la réaction à α ; mais étant donné les dimensions de la chambre d'ionisation ($L \cong 30$ mm. — $2R \cong 25$ mm.) et la pression d'azote (3 kg/cm^2), la proportion des protons d'énergie supérieure à 1,4 MeV qui auraient leur parcours entier à l'intérieur du volume utile de la chambre, serait faible par rapport à celle des particules α . Pour s'en rendre compte on peut utiliser la formule approchée que nous avons donnée page 27 ; elle permet de calculer que pour $E = 1,5$ MeV le rapport du nombre de protons (à parcours complet) au nombre de particules α (à parcours complet éga-

(1) Nous avons effectué quelques mesures en utilisant une chambre d'ionisation de petites dimensions et en faisant varier la pression d'azote, dans le but de différencier les protons des particules α : celles-ci ont en effet, à énergie égale, un parcours beaucoup plus faible, que l'on pourrait enregistrer entièrement, même à pression réduite, tandis que les trajectoires des protons sortiraient du volume utile ; comparativement, nous avons remplacé l'azote par l'oxygène, pour lequel la réaction à protons est très peu probable : $O^{16}_8 + n^1_0 \rightarrow N^{16}_7 + H^1_1 + Q$ (avec $Q \cong -9 \text{ MeV}$). Mais aucune de ces mesures n'a fourni de résultat concluant.

lement) est voisin de $1/2$, et que pour $E = 3$ MeV ce rapport est déjà de l'ordre de $1/100$ ou $2/100$. Par conséquent les groupes discrets de particules α de pleine énergie, doivent se superposer à une distribution continue des protons dont la trajectoire a été interrompue — soit en sortant de la chambre, et dans ce cas on ne mesure que l'ionisation au début du parcours — soit en entrant dans la chambre et l'on ne mesure alors que le bout de trajectoire. Ces groupes sont donc observables indépendamment des protons qui pourraient avoir la même énergie.

4. — Influence de la paraffine interposée.

Nous n'avons pas pu, jusqu'alors, fournir d'explication très complète à l'apparition sélective des groupes de basse énergie, en fonction de l'épaisseur de paraffine interposée ; nous pouvons, par exemple, supposer qu'il existe, dans le faisceau de neutrons incidents, des groupes monocinétiques qui se trouvent ralentis au fur et à mesure que l'épaisseur de paraffine augmente ; lorsque l'un de ces groupes voit son énergie la plus probable coïncider avec l'un des niveaux de résonance du compound N^{15} , le nombre des transmutations observées s'élève et un maximum apparaît sur la courbe. L'aspect des courbes A — B et C de la figure 11 montre que l'excitation de deux niveaux consécutifs ($E = 0,90$ et $E = 1,05$) se fait progressivement, en fonction de l'épaisseur de paraffine ; de la courbe A à la courbe B en effet, on voit le niveau supérieur se préciser, tandis que commence à apparaître le second niveau ; puis lorsque ce dernier se manifeste pleinement sur la courbe C, le niveau à $1,05$ a déjà disparu. Les niveaux entrent ainsi en résonance indépendamment les uns des autres (ou presque) ; les courbes des figures 17 autoriseraient la même remarque. On peut tirer de cela deux conclusions : d'une part la largeur des groupes de neutrons incidents, s'ils existent, ne doit pas dépasser la largeur des niveaux de résonance, d'autre part leur espacement doit être légèrement supérieur à l'intervalle d'énergie qui sépare deux niveaux consécutifs.

Si nous supposons que ce soit le même groupe de neutrons qui excite successivement les deux niveaux précédents, on peut déduire de nos mesures un ralentissement moyen dans la paraffine : dE/dx voisin de : 40.000 eV/cm.

Enfin, pour expliquer que cet effet paraffine n'est sensible que sur les niveaux les plus bas, nous devons supposer qu'il n'existe pas de groupes monocinétiques de neutrons au-dessus de 1,7 — 1,8 MeV ; ou bien s'il en subsiste, leur largeur est très supérieure à l'intervalle entre niveaux.

5. — Energie absolue des niveaux de résonance.

Nous nous bornerons, pour l'instant, à évaluer l'énergie absolue des niveaux de résonance, dans le seul domaine énergétique où la réaction (n, α) est théoriquement possible, c'est-à-dire que nous laisserons de côté les niveaux inférieurs : 0,60 — 0,75 — 0,90 — 1,05 et 1,25 MeV. Ayant fait par ailleurs, les réserves nécessaires sur la possibilité que certains groupes de particules puissent ne représenter que des transitions, entre un niveau de résonance de N^{15} et un niveau d'excitation de B^{11} , nous supposons pour la suite de notre exposé, que tous les groupes observés proviennent des niveaux de résonance du compound N^{15} , avec émission du noyau de bore à son état fondamental.

Cette hypothèse admise nous pouvons calculer l'énergie absolue des niveaux, en ajoutant à l'énergie de liaison E_l de la particule α au noyau N^{15} , l'énergie E_n du neutron incident, rapportée à un système où le centre de gravité serait au repos ; en adoptant comme masse de N^{15} , la valeur donnée par Bainbridge : 15.00489, on trouve $E_l = 11,1$ MeV ; d'autre part le calcul montre que E_n se déduit de la valeur de l'énergie cinétique E_n du neutron incident, par l'expression :

$$E_n = 14/15. E_n - 0,35 \quad (\text{en MeV})$$

où $E_n = E_{\alpha+B} + 0,35$ (B^{11} dans son état fondamental).

Dans le tableau suivant se trouvent résumés les calculs relatifs aux vingt-sept niveaux dont l'énergie est supérieure ou égale à 1,4 MeV :

$E_{\alpha+B}$	E_n	E_s	E_T
1,40	1,75	1,28	12,38
1,60	1,95	1,47	12,57
1,75	2,10	1,61	12,71
2,05	2,40	1,89	12,99
2,25	2,60	2,08	13,18
(2,42)	(2,77)	(2,24)	(13,34)
2,60	2,95	2,40	13,50
2,78	3,13	2,57	13,67
3,03	3,38	2,81	13,91
3,18	3,53	2,95	14,05
3,33	3,68	3,08	14,18
3,46	3,81	3,21	14,31
3,63	3,98	3,37	14,47
3,76	4,11	3,48	14,58
4,02	4,37	3,72	14,82
4,20	4,55	3,90	15,00
4,36	4,71	4,05	15,15
4,66	5,01	4,33	15,43
4,82	5,17	4,47	15,57
4,98	5,33	4,63	15,73
5,27	5,62	4,90	16,00
5,58	5,93	5,19	16,29
(6,04)	(6,39)	(5,61)	(16,71)
(6,22)	(6,57)	(5,78)	(16,88)
(6,41)	(6,76)	(5,96)	(17,06)
(6,66)	(7,01)	(6,20)	(17,30)
(7,00)	(7,35)	(6,51)	(17,61)

Nous avons schématisé sur la figure 30 la répartition de ces niveaux, en fonction de leur énergie absolue ; sur la colonne de droite sont marqués les intervalles entre niveaux consécutifs. L'intervalle moyen qui en résulte est très voisin de 200.000 eV, et l'on constate, comme nous l'avons déjà dit, que la densité des niveaux de résonance reste sensiblement constante d'un bout à l'autre du spectre.

E_T		D
MeV.		MeV.
17,61	-----	0,31
17,30	-----	
17,06	-----	0,24
16,88	-----	0,18
16,71	-----	0,17
16,29	=====	0,42
16,00	=====	0,29
15,73	=====	0,27
15,57	=====	0,16
15,43	=====	0,14
15,15	=====	0,28
15,00	=====	0,15
14,82	=====	0,18
14,58	=====	0,24
14,47	=====	0,11
14,31	=====	0,16
14,18	=====	0,13
14,05	=====	0,13
13,91	=====	0,14
13,67	=====	0,24
13,50	=====	0,17
13,34	-----	0,16
13,18	=====	0,16
12,99	-----	0,19
12,71	-----	0,28
12,57	-----	0,14
12,38	-----	0,19

FIGURE 30.

a. — Nous avons cherché à comparer l'intervalle moyen ainsi trouvé, aux valeurs théoriques que l'on peut calculer à partir des divers modèles nucléaires actuellement proposés (BETHE [25]).

α) En supposant les corpuscules nucléaires libres de toute liaison, c'est-à-dire en traitant le noyau comme un mélange de deux gaz formés respectivement de protons et de neutrons, l'espacement D pour une énergie d'excitation U de 15 MeV ($E_{\alpha+B} \cong 4$ MeV) serait au maximum de 30.000 eV, valeur manifestement inférieure à notre résultat.

β) En supposant que les constituants nucléaires soient des particules semi-libres, douées de liaisons analogues à celles des électrons dans les métaux, on obtient :

pour U = 13 MeV ($E_{\alpha+B} \approx 2$ MeV),	D=600.000 eV, p^r J=0
	D=200.000 eV, p^r J=1
	D=120.000 eV, p^r J=2
pour U = 15 MeV ($E_{\alpha+B} \approx 4$ MeV),	D=425.000 eV, p^r J=0
	D=140.000 eV, p^r J=1
	D= 85.000 eV, p^r J=2

(J étant le moment angulaire du noyau N^{15}).

Il y a ici désaccord entre l'espacement sensiblement constant de nos niveaux et leur répartition théorique qui fait prévoir au contraire un nombre croissant assez rapidement avec l'énergie.

γ) En prenant enfin comme modèle, celui de la goutte liquide, ce qui suppose de fortes interactions entre constituants nucléaires, le calcul donne, pour $U = 15 \text{ MeV}$: $D = 1.000 \text{ eV}$ environ, valeur considérablement plus faible que la nôtre. Dans ce dernier cas le désaccord entre théorie et expérience a déjà été observé à d'autres occasions pour les noyaux légers (A inférieur à 50 par exemple), car avec un petit nombre de corpuscules nucléaires les hypothèses sur l'analogie avec la goutte liquide ne sont plus valables.

A titre de comparaison nous signalerons encore que Szalay et Maurer ([14] et [12]) ont obtenu une succession de niveaux de résonance relatifs au compound N^{14} , déduits de la réaction : $B^{10} + He^4 \rightarrow N^{14} \rightarrow N^{13} + n^0$; leur espacement moyen est 300.000 eV environ, c'est-à-dire d'un ordre de grandeur voisin de l'intervalle mesuré par nous, dans le cas

de N^{15} — (à des énergies d'excitation comparables). Pour ces auteurs, comme pour nous, l'intervalle entre niveaux ne semble pas diminuer lorsque l'énergie d'excitation augmente.

b. — M. G. Beck [26], s'appuyant sur notre mesure de l'intervalle moyen $D = 0,2$ MeV, a pu fixer un ordre de grandeur à la largeur des niveaux du compound N^{15} ; on peut en effet, du point de vue théorique, exprimer les sections efficaces de capture : σ_c , et de diffusion : σ_d , d'un neutron sur un noyau d'azote, en fonction des largeurs Γ_n et Γ_α , de l'intervalle D et du rayon nucléaire R ; d'autre part Feather [1] a montré que le rapport de ces sections efficaces est voisin de $1/3$: $\sigma_c/\sigma_d \cong 1/3$. En considérant une énergie d'excitation correspondant à des neutrons de quelques MeV, on arrive à une valeur approximative de la largeur moyenne des niveaux égale à : $\Gamma_n \cong \Gamma_\alpha \cong 0,1$ MeV.

c. — Nos mesures ne semblent pas apporter d'information nouvelle sur la nature des forces mises en jeu au sein des noyaux légers ; par contre elles fournissent un argument important à l'hypothèse de N. Bohr, sur le processus de formation du noyau intermédiaire : nous observons en effet plusieurs niveaux de résonance situés au voisinage et au-dessus de la barrière de potentiel du bore (4 MeV environ) — niveaux à $E_{\alpha+B} = 4,02 - 4,20 - 4,36 \dots$ MeV. Ce résultat ne pourrait pas se comprendre si nous considérions, suivant l'ancienne théorie, la transmutation de l'azote comme un problème de choc entre deux corps ; nous l'interprétons au contraire facilement, dans le cadre de la théorie de Bohr, en supposant que l'énergie du neutron incident ne se localise pas immédiatement sur la particule α projetée, mais commence par se disséminer sur les quinze corpuscules du système intermédiaire, formé après la capture du neutron.

d. — Si les groupes de particules les moins énergiques étaient attribuables à la réaction (n, α) , on pourrait comme nous l'avons fait pour les autres groupes, calculer la valeur

absolue des niveaux de résonance auxquels ils correspondent; on obtiendrait :

$$E_{\alpha+B} = 0,60 - 0,75 - 0,90 - 1,05 - 1,25 \text{ MeV}$$

$$E_T = 11,64 - 11,78 - 11,92 - 12,06 - 12,24 \text{ MeV}$$

Mais nous avons vu que plusieurs objections s'opposaient à ce point de vue, et nous avons proposé d'interpréter ces groupes par la réaction à protons : $n^1_0 + N^{14}_7 \rightarrow N^{15}_7 \rightarrow C^{14}_6 + H^1_1$.

Moyennant cette hypothèse, nous pouvons, par rapport à l'état fondamental de N^{15} , calculer la valeur des niveaux de résonance auxquels se rapportent ces groupes discrets de protons. On obtient la valeur absolue des termes, en ajoutant à l'énergie de liaison du proton à N^{15} ($E'_1 = 10,2 \text{ MeV}$), l'énergie E'_s du neutron dans le système où le centre de gravité serait au repos. Un calcul analogue à celui que nous avons fait pour la réaction (n, α) donne :

$$E'_s = 14/15 E'_n + 0,6 \text{ avec } E'_n = E_{H^1+C^{14}} - 0,6 \text{ (MeV)}$$

Le tableau suivant donne le résultat des calculs concernant les cinq niveaux inférieurs :

E_{p+C}	E'_n	E'_s	E'_T
0,60	0,00	0,60	10,80
0,75	0,15	0,74	10,94
0,90	0,30	0,88	11,08
1,05	0,45	1,02	11,22
1,25	0,65	1,20	11,40

La réaction à protons ferait ainsi intervenir des niveaux du noyau N^{15} , situés plus bas que ceux qu'avait révélés l'émission de particules α . Si notre hypothèse était exacte, il serait logique de penser que le spectre énergétique ne subit pas de discontinuité et que par conséquent quatre niveaux, assez régulièrement espacés, doivent venir s'intercaler entre 11,40

et 12,38 MeV (niveau le plus bas déduit de la réaction n, α) : vis-à-vis de la réaction (n, α) ces niveaux n'auraient qu'une très faible probabilité d'être excités ; vis-à-vis de la réaction (n, p) au contraire cette probabilité serait appréciable, mais les groupes de protons émis pourraient avoir des énergies comparables à celles des particules α , provenant des niveaux supérieurs ; ils seraient donc indiscernables sur nos courbes. Si, par exemple, nous supposons que des groupes protoniques existent à des énergies voisines de 1,40 — 1,60 — 1,75 — 2,05 — 2,25... MeV, nous pouvons envisager des niveaux à : 11,55 — 11,73 — 11,87 — 12,15 et 12,34... MeV qui se raccorderaient à ceux précédemment situés à 12,38 — 12,57... MeV.

6. — Diffusion anormale des particules α sur le bore.

Nous allons enfin tirer quelques conclusions de la comparaison entre nos résultats et les indications données sur les états quantiques du compound N^{15} , par la diffusion anormale des particules α : $B^{11} + \alpha \rightarrow N^{15} \rightarrow B^{11} + \alpha$. Nous publions la courbe de Riezler [13] (figure 31), qui se rapporte à la diffusion, sous grand angle, de particules α ayant des vitesses v variant entre 1,4 et 1,9, 10^9 cm/sec ; pour les grandes vitesses le rapport Σ

$$\left(\Sigma = \frac{\text{diffusion observée}}{\text{diffusion théorique de Rutherford}} \right)$$

atteint la valeur 25, tandis que la diffusion anormale semble débiter à une valeur de v comprise entre 1,3 et 1,4, 10^9 cm/sec. La courbe comprend en gros deux parties distinctes, que M. G. Beck avait attribuées, avant la théorie de Bohr, à deux niveaux de résonance d'une largeur considérable ; les résultats récents obtenus par M. Thibaud et moi-même sur la largeur et l'espacement des niveaux du noyau N^{15} obligent à considérer la diffusion anormale sous un aspect plus complexe.

Nous allons résumer les déductions faites par M. G. Beck

à ce sujet [26] : la seule diffusion potentielle ne permet pas d'expliquer les grandes valeurs du rapport Σ , ni ses variations en fonction de la vitesse des particules incidentes ; il

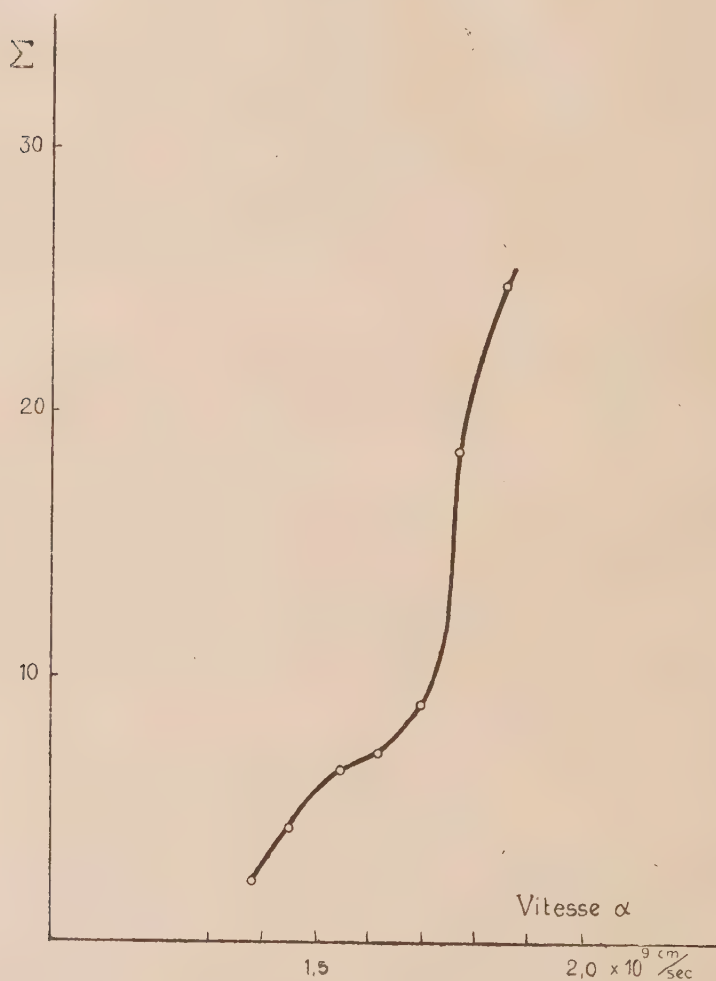


FIGURE 31.

tout admettre par conséquent, qu'intervient en outre une diffusion de résonance due aux niveaux de N^{15} , mais étant donné la multiplicité des niveaux, les valeurs Σ devraient varier périodiquement en fonction de la vitesse des particules ;

l'on comprend bien pourtant que cette structure périodique n'ait pas été mise en évidence par Riezler, car l'espacement de ses points expérimentaux est triple environ de l'intervalle existant entre nos niveaux.

Nous ferons en outre les remarques suivantes :

a. — La diffusion anormale semble commencer à des énergies $E_{\alpha+B}$ voisines de 2,5 MeV ($v \cong 1,3 \cdot 10^9$ cm/sec) ⁽¹⁾, alors que nous avons mis en évidence des niveaux à des énergies sensiblement plus basses, jusqu'à 1,4 MeV au moins ; nous sommes donc amené à penser que les niveaux les plus bas ont un comportement différent des autres — (forte part de la réaction à protons par exemple).

b. — L'énergie à laquelle se séparent les deux parties de la courbe de Riezler, est voisine de la barrière de potentiel : pour $v \cong 1,6$ à $1,7 \cdot 10^9$ — $E_{\alpha+B} \cong 3,9$ à $4,4$ MeV. Le dernier point expérimental de Riezler correspond chez nous à $E_{\alpha+B} \cong 5,3$ MeV, c'est dire que toute la courbe est comprise dans le domaine où nos mesures sont les plus précises.

c. — Pour rendre compte des deux parties ainsi délimitées, il faudrait, ou bien envisager une densité de niveaux trois fois plus forte au-dessus de la barrière de potentiel qu'en-dessous, ou bien admettre que les niveaux les plus élevés ont un moment cinétique moyen supérieur à celui des niveaux de petites énergies (Beck). Or nos résultats ne font pas apparaître de densité croissante, et tendent par conséquent à confirmer la deuxième hypothèse.

(1) Si v est la vitesse de la particule α incidente, l'énergie $E_{\alpha+B}$ considérée dans le système où le centre de gravité se trouve au repos, est donnée par : $E_{\alpha+B} = 11/15 \cdot mv^2/2$.

CHAPITRE V

Conclusions

De l'ensemble des recherches dont nous venons d'exposer le détail, se dégage un résultat essentiel : celui d'avoir révélé un spectre continu de niveaux de résonance, relatifs au noyau compound N^{15} . Certes nous ne pouvons pas prétendre avoir découvert tous les niveaux existant entre 12 et 17 MeV, car le pouvoir de résolution de notre compteur, bien que très supérieur à ceux antérieurement obtenus au cours de semblables recherches, n'atteint pas encore un degré suffisant pour séparer, s'il en existe, des groupes de particules de résonance distants de moins de 100.000 eV. L'éventualité d'un spectre beaucoup plus dense que celui que nous donnons, nous paraît néanmoins peu probable : d'une part, en effet, l'espacement moyen des niveaux est d'un ordre de grandeur comparable à celui que l'on pouvait attendre d'un noyau léger comme celui de l'azote, bien que dans le détail aucun modèle nucléaire ne puisse rendre un compte exact de la répartition des niveaux que nous avons obtenue ; d'autre part, si des niveaux intercalaires avaient existé nous n'aurions pas observé une similitude aussi frappante dans la répartition des groupes $E_{\alpha+B}$ entre deux enregistrements de sensibilité légèrement différente ; et pour lesquels les statistiques : $N = f(E_{\alpha+B})$ n'ont pas été établies avec le même intervalle $\Delta E_{\alpha+B}$ — (voir fig. 20).

La discussion a montré en outre, que nos recherches n'avaient pas encore apporté d'éclaircissements suffisants, pour interpréter avec certitude certains de nos résultats :

— En premier lieu, lorsqu'il s'est agi pour nous de trouver une explication aux groupes de particules d'énergie inférieure à 1 ou 1,5 MeV, nos mesures ne nous ont pas permis de préciser, dans l'ensemble des transmutations observées, la part dévolue respectivement aux protons et aux particules α , en fonction de l'énergie d'excitation du noyau intermédiaire. Ne pouvant en effet attribuer l'existence de ces groupes inférieurs à l'émission de noyaux d'hélium par l'azote, en raison de la trop faible pénétrabilité de la barrière de potentiel en-dessous de 1,5 MeV environ, nous avons supposé que la réaction à protons avait, dans ce domaine, une part prépondérante. Cette hypothèse fondée sur l'impossibilité de l'interprétation inverse, trouve néanmoins un argument en sa faveur, dans la courbe générale de décroissance : $N = f(E)$, par le fait que la loi de répartition du nombre des particules en fonction de l'énergie n'est pas la même de part et d'autre de 1,4 — 1,5 MeV ; nous pouvons en effet expliquer l'aspect de notre courbe par la superposition de deux fonctions ayant une variable commune : l'énergie libérée dans chaque transmutation — l'une de ces fonctions représenterait la probabilité avec laquelle se produit la réaction à protons — l'autre serait relative à la probabilité de la réaction à particules α . Ces deux probabilités ne varient certainement pas de la même façon, en fonction de l'énergie d'excitation, et il est logique de penser que la réaction protonique devient prépondérante en-dessous de 1,5 MeV. Sous cette hypothèse, les cinq groupes inférieurs que nous avons décelés, correspondent à des niveaux de résonance du compound N^{15} dont les énergies absolues sont comprises entre 10,8 et 11,4 MeV.

— En deuxième lieu, nous avons calculé la valeur absolue des termes du spectre nucléaire de l'azote, en supposant que l'énergie de chaque groupe discret de particules représentait l'ensemble de l'énergie disponible dans la transmutation, autrement dit que les noyaux résiduels de bore étaient

émis dans leur état fondamental ; or de cela nous n'avons obtenu aucune preuve d'ordre expérimental. Théoriquement nous devons nous attendre, dans un assez grand nombre de cas, à l'excitation du noyau résiduel, principalement lors de la capture des neutrons les plus rapides. Nos courbes semblent en accord avec ce point de vue, par le fait qu'elles présentent une forte proportion de particules de basse énergie ; mais ce résultat ne constitue qu'un argument fort discutable ; il ne fournirait d'ailleurs aucune preuve contraire à l'interprétation suivant laquelle les groupes de particules proviendraient des niveaux de résonance de l'azote.

— Nous ne pouvons pas enfin donner la mesure précise de la section de choc relative à la capture des neutrons par l'azote ; nous utilisons en effet une source de neutrons dont les vitesses manquent totalement d'homogénéité. Nous pourrions seulement, par l'estimation du rayonnement neutronique total, déduire de la numération des transmutations la section de choc globale, étendue à toutes les énergies depuis zéro jusqu'à plus de dix MeV ; mais le résultat que nous obtiendrions n'offrirait que peu d'intérêt, et serait en outre entaché d'une grave imprécision, vue l'impossibilité où nous sommes de faire la part des réactions (n, α) et (n, p) aux basses énergies. Nous avons songé, en éliminant les corpuscules appartenant à ce domaine, à ne donner une valeur de la section de choc que pour les énergies supérieures à 2 ou 3 MeV par exemple ; mais alors, à la difficulté d'estimer l'intensité du rayonnement neutronique, s'ajoute l'indétermination relative à l'excitation possible des noyaux résiduels de bore, qui rend impossible la numération exacte des transmutations se rapportant à un nombre donné de neutrons incidents.

Ces restrictions faites, nous tirerons de nos résultats des conclusions de deux ordres, les unes concernant la structure du spectre des niveaux énergétiques que nous avons mis en évidence, les autres se rapportant à l'apparition sélective de certains de ces niveaux suivant l'épaisseur de l'absorbant — paraffine surtout — interposé entre la source neutronique et la chambre d'ionisation :

1. — Nous confirmons ici l'existence des quelques niveaux énergétiques déjà révélés par d'autres auteurs au cours de travaux analogues, niveaux que nous attribuons à des résonances de sortie des particules α du noyau intermédiaire : l'isotope 15 de l'azote. Mais par rapport à celles des auteurs précédents, nos mesures présentent l'avantage de s'étendre à un domaine énergétique plus vaste, qui englobe tous les précédents, et d'avoir été effectuées avec un compteur de particules possédant un meilleur pouvoir séparateur. Grâce à cela nous avons découvert des niveaux plus nombreux : vingt-sept niveaux depuis l'énergie d'excitation 12,4 MeV jusqu'à 17,6 MeV, se répartissant, suivant un intervalle sensiblement constant, à raison de cinq niveaux par million d'électrons-volts, en moyenne. D'après cela, l'on peut affecter aux niveaux de l'azote une largeur moyenne de l'ordre de 100.000 eV.

Ce résultat s'accorde mal avec les données théoriques actuelles sur la constitution des noyaux ; certes nos mesures ne fournissent pas d'informations directes sur la nature des forces mises en jeu au sein même des édifices nucléaires ; elles contredisent pourtant les hypothèses faites à leur sujet, puisque, quel que soit le modèle nucléaire proposé pour représenter le mécanisme interne d'une transmutation, il subsiste un désaccord notable entre nos résultats d'une part, et le calcul d'autre part — aussi bien sur la valeur de l'intervalle moyen lui-même, étendue à un domaine énergétique donné, que sur la variation de cet intervalle en fonction de l'énergie d'excitation. Les mesures récentes de Hansen confirmeraient d'ailleurs ce désaccord puisqu'il trouve un intervalle moyen entre niveaux qui croît avec l'énergie.

Par contre, l'existence de niveaux à des énergies supérieures à celle de la barrière de Gamow du noyau résiduel, apporte une confirmation sérieuse aux idées de Bohr sur le processus de la transmutation : avant nous, WILHELMY avait signalé un seul niveau au-dessus de la barrière de potentiel du bore, mais nos mesures, qui en font apparaître plusieurs autres, démontrent définitivement la nécessité de ne plus con-

sidérer le noyau d'azote comme un seul corps vis-à-vis du neutron incident, mais comme un complexe formé de quinze corpuscules, en dépendance étroite les uns des autres.

Bien qu'il ne semble exister aucune discontinuité apparente dans la série des niveaux de résonance, nous pensons qu'il faudrait peut être envisager un comportement différent de ceux-ci, suivant qu'ils sont situés en-dessous ou au-dessus de la barrière de potentiel ; nous basons cette hypothèse sur les deux constatations expérimentales suivantes :

a) Quand on étudie la diffusion anormale des particules α sur le bore, on constate que le coefficient $\Sigma =$
diffusion observée
————— subit une augmentation très rapide au
diffusion théorique

voisinage de la barrière de potentiel ; phénomène lié peut être à la valeur du moment cinétique relatif à chaque niveau.

b) Seuls les niveaux situés en-dessous de la barrière de Gamow pourraient se grouper deux par deux, en une série de doublets, ainsi que nous l'avons proposé, sans que pour cela tenter d'expliquer cet effet avant d'avoir obtenu une confirmation expérimentale certaine.

2. — La seconde information à retenir de nos travaux, se rapporte au rôle joué par la paraffine dans l'excitation des niveaux de résonance les plus bas. Nous avons proposé une explication à ce phénomène, basée sur l'existence de groupes monocinétiques de neutrons, dans le rayonnement émanant d'une source : radon-béryllium. Cette explication, assez simple, est sans doute incomplète ; peut-être faudrait-il tenir compte également de la nature des particules qui constituent les groupes inférieurs du spectre nucléaire de l'azote, puisque ces mêmes niveaux qui subissent le phénomène d'excitation sélective, en fonction de l'épaisseur de paraffine, semblent, pour les différentes raisons que nous avons exposées, conduire à l'émission de corpuscules moins chargés que des particules α , des protons probablement.

Quelle que soit l'explication définitive à donner à cet effet-paraffine, retenons-en le caractère pratique grâce auquel

nous avons pu révéler certains niveaux qui nous auraient échappé autrement. Il est permis d'envisager alors d'appliquer cette méthode à d'autres noyaux désintégrables sous l'action des neutrons, oxygène par exemple, et de réaliser systématiquement une véritable spectroscopie nucléaire de plusieurs éléments de masses atomiques variables. Il y a en effet un intérêt certain à savoir comment varie, en fonction du nombre des constituants nucléaires, la distribution des niveaux énergétiques et leur largeur ; peut être, pourrait-on jeter de la sorte, plus de clarté sur les forces d'interaction qui retiennent les corpuscules au sein des noyaux atomiques.

Bibliographie

- [1] FEATHER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1932, A 136, p. 709 ; 1933, A 142, p. 689.
- [2] CHADWICK et GOLDBABER. — *Nature*, 1935, 133, p. 65 ; *Proc. Camb. Ph. Soc.*, 1935, 31, p. 612.
- [3] BONNER et BRUBAKER. — *Phys. Rev.*, 1935, 48, p. 469 ; 1936, 49, p. 223 ; 1936, 49, p. 778 ; 1936, 50, p. 781.
- [4] KURIE. — *Phys. Rev.*, 1934, 45, p. 904 ; 1935, 47, p. 97.
- [5] BURCHAM et GOLDBABER. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1936, 32, p. 632.
- [6] BALDINGER et HUBER. — *Helvetica Physica Acta*, 1939, p. 330.
- [7] J. THIBAUD. — *Bulletin Acad. Roy. Belg.*, 1934, 20, p. 1106.
- [8] HARKINS, GANS et NEWSON. — *Phys. Rev.*, 1933, 44, p. 236 et 945.
- [9] MEITNER et PHILIP. — *Naturwiss.*, 1932, 20, p. 929 ; *Zeit. f. Phys.*, 1933, 87, p. 484.
- [10] BOHR. — *Nature*, 1936, 137, p. 344.
- [11] WILHELMY. — *Zeit. f. Phys.*, 1937, 107, p. 769.
- [12] MAURER. — *Zeit. f. Phys.*, 1937, 107, p. 721.
- [13] RIEZLER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1931, 134, p. 154.
- [14] SZALAY. — *Zeit. f. Phys.*, 1939, 112, p. 29.
- [15] ORTNER et PROTIWINSKY. — *Akad. der Wiss. in Wien*, 30 juin 1938.
- [16] THIBAUD et COMPARAT. — *C. R. Acad. Sciences*, 1938, 207, p. 226 et 851 ; *J. Phys.*, 1939, n° 4, p. 161.
- [17] COMPARAT. — *C. R. Acad. Sciences*, 1941, 212, p. 758. *Cahiers de Physique*, août 1941. *J. Physique*, 1942, p. 36.
- [18] HANSEN. — *Phys. Rev.*, 1941, 59, p. 941.

- [19] THIBAUD et COMPARAT. — *J. Phys.*, 1939, N° 6, p. 282.
 - [20] DUNNING. — *Phys. Rev.*, 1934, 45, p. 586.
 - [21] J. THIBAUD, L. CARTAN et P. COMPARAT. — « Techniques actuelles en Physique Nucléaire », 1938 (Gauthier-Villars, éditeur).
 - [22] HOLLOWAY et LIVINGSTON. — *Phys. Rev.*, 1938, 54, p. 18.
 - [23] RASETTI. — « Elements of Nuclear Physics », 1936. New-York.
 - [24] COCKROFT et WALTON. — *London Conference Report*, 1934.
 - [25] BETHE. — *Rev. of Modern Physics*, avril 1936 ; avril et juillet 1937.
 - [26] G. BECK. — *J. Physique*, 1939, N° 10, p. 291.
-

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté :

Les isotopes de l'hydrogène, l'eau lourde.

Lu et accepté :

Les membres du Jury,

J. THIBAUD

J. DUFAY

M. AUMERAS

Vu et approuvé :

*Le Doyen de la Faculté
des Sciences de Lyon,*

R. DOUIN

Vu et permis d'imprimer :

Lyon, le 17 Décembre 1941.

LE RECTEUR, PRÉSIDENT DU CONSEIL DE L'UNIVERSITÉ,

GAU

IMPRIMERIE DE TRÉVOUX
G. PATISSIER

—
1942

